

Nagyléptékű fizikai oceanográfiai jelenségek laboratóriumi és numerikus modellezése

Doktori értekezés

Szerző: Vincze Miklós Pál

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM, TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA
STATISZTIKUS FIZIKA, BIOLÓGIAI FIZIKA, KVANTUMRENDSZEREK FIZIKÁJA DOKTORI
PROGRAM

A Doktori Iskola vezetője: **Prof. Csikor Ferenc**

A Doktori Program vezetője: **Prof. Kürti Jenő**

Témavezető: **Dr. Jánosi Imre**, habil. egyetemi docens

Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Konzulens: **Prof. Tél Tamás**, egyetemi tanár

Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Elméleti Fizika Tanszék

Kármán Környezeti Áramlások Laboratórium

Budapest

2012

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	4
1.1. Minimálmodellek a fizikai oceanográfiában	6
2. A mélyvízkeletkezés mechanizmusának vizsgálata	8
2.1. A meridionális vízkörzés dinamikája	8
2.2. A Sandström-tétel	11
2.3. Az aljzati geotermikus hő hatása	13
2.4. A numerikus modell	16
2.4.1. A Boussinesq-egyenletek	16
2.4.2. A kezdő- és peremfeltételek	18
2.4.3. Numerikus módszerek	19
2.4.4. Numerikus eredmények	21
2.4.5. Az elrendezés összevetése az óceánnal	26
2.5. A laboratóriumi kísérlet	29
2.5.1. A kísérleti elrendezés és a mérés módszerei	29
2.5.2. Kísérleti eredmények	30
3. Belső hullámok rezonáns keltése aljzati akadályokkal	34
3.1. Rezgések és hullámok rétegzett közegekben	34
3.2. Belső hullámok sekély kétrétegű rendszerekben	35
3.3. A barotróp-baroklin transzfer	38
3.4. A laboratóriumi kísérlet	41
3.4.1. A kísérleti elrendezés	41
3.4.2. Mérési és kiértékelési módszerek	42
3.4.3. Kísérleti eredmények	44
3.5. Numerikus módszerek és eredmények	45
3.6. Kontrollkísérletek	50
3.7. A nemlineáris elmélet	53
3.7.1. A vízfelszíni KdV-egyenlet hullámmegoldásai	53

3.7.2.	Cnoidális hullámok kétrétegű rendszerekben	55
3.7.3.	A nemlineáris elmélet és a kísérleti eredmények összevetése	56
4.	Az Atlanti Többévtizedes Változékonyság (AMV) vizsgálata	59
4.1.	Mi az AMV?	59
4.2.	Az AMV laboratóriumi modellezése	63
4.2.1.	Az utrechti minimálmodell	63
4.2.2.	A kísérleti elrendezés	67
4.2.3.	A kiértékelés módszerei	70
4.2.4.	Kísérleti eredmények	72
4.2.5.	Az eredmények összevetése az óceánnal	78
4.3.	A műszeres AMOI idősor statisztikai elemzése	84
4.3.1.	Klasszikus idősormodellek	85
4.3.2.	A DFAP módszer	89
4.3.3.	Az ellenhipotézis vizsgálata: hosszútávú korrelációk	91
4.3.4.	A simítás hatása	94
5.	Összefoglalás	97
5.1.	Summary	99

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is szeretném kifejezni hálámat témavezetőmnek, Jánosi Imrének, akire mindig számíthattam, ha épp ötletekre, iránymutatásra vagy bátorításra szorultam a doktori kutatómunka során. Konzulensemnek, Tél Tamásnak is köszönöm a rengeteg támogatást, tanácsot és a mindenre kiterjedő figyelmet. Nagyon megtisztelő számomra, hogy ilyen kitűnő kutatókkal, tanárokkal és emberekkel dolgozhattam együtt. Szintén köszönet illeti a Kármán Laborban TDK-zó és szakdolgozó hallgatókat, fiatal kutatókat: Barsy Esztert, Boschán Júliát és Várai Anitát, akiknek társ-témavezetője lehettem. Az értekezésben bemutatásra kerülő eredmények természetesen nem jöhettek volna létre nélkülük, és hiányuknak a kitűnő munkahelyi légkör is nagy kárát látta volna. Köszönöm fizikus barátainak: Tarcai Norbertnek, Pál Andrásnak, Orosz Katalinnak és Böller Károlynak a rengeteg szakmai és egyéb segítséget, amit az elmúlt évek során nyújtottak. Hálával tartozom Szüleimnek, akik rendületlenül támogattak mindenben. Végül köszönöm Kohári Annának, hogy mindvégig kitartóan mellettem állt a doktori képzés minden káros mellékhatása ellenére.

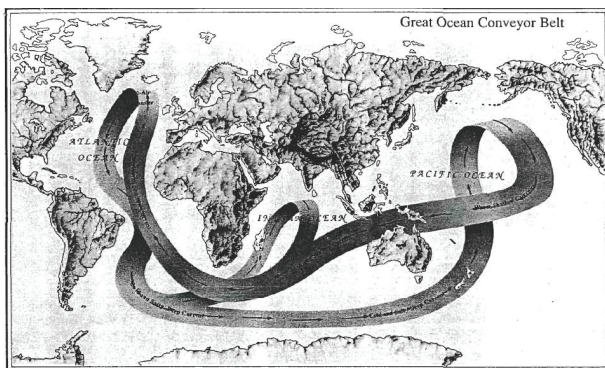
1. fejezet

Bevezetés

Földünk óceánjai és légköre komplex, csatolt hidrodinamikai rendszert alkotnak, melyben az áramlásokat elsősorban a Naptól érkező, időben és térben változó sugárzás és az árapály hajtják, illetve a bolygónk forgása következtében fellépő tehetetlenségi erők befolyásolják. A légköri és óceáni transzportfolyamatok meghatározó szerepet játszanak lényeges fizikai mennyiségek (hő, impulzusmomentum stb.) és az anyag eloszlásában bolygónkon [1].

Az atmoszféra és az óceán áramlásainak sok hasonló vonása ellenére lényeges eltérést jelent a *peremfeltételek* különbözősége. A légkörzés szempontjából olyannyira fontos *konvekció* alapvető hajtómotorja a függőleges sűrűséginstabilitás, melynek oka, hogy a légkört a Nap hősugárzását elnyelő felszín alulról „fűti fel”. Hasonló helyzet az óceánban nem tipikus, így a hőmérsékletprofilok itt jellemzően monoton csökkenést mutatnak amint egyre mélyebbre merülünk. A transzportfolyamatok időskálája is több nagyságrendnyi eltérést mutat a két alrendszerben: egy lokalizált, sodródó anyagfelhő (például egy vulkánkitörés során a légkörbe jutó gáz) néhány hét alatt szinte teljesen egyenletesen szétterjed a légkörben az adott félgömbön [2], míg a világóceánban évszázadokra volna szükség egy szennyező folt ilyen fokú elkeveredéséhez. Az óceáni nagyskálás hőtranszport is hasonlóképpen „lomha”; a klímadinamika szempontjából tulajdonképpen óriási hőtartályként tekinthetünk a világóceánra. Valóban, az óceán legfelső 3 méternyi rétege önmagában képes annyi hőt tárolni, mint az egész atmoszféra összesen [3].

A világóceán áramlási rendszerét két részre oszthatjuk: a szélhajtotta, és a sűrűségkülönbség-hajtotta vízkörzésre. Az előbbi esetében a vízfelszín fölött fújó szél nyíró hatása hajtja az óceáni víztömegeket, és jórészt ez, valamint a Föld görbülete felelős az ismert felszíni áramlási kép (így például a Golf-áramlás) szerkezetéért. A sűrűségkülönbség-hajtotta cirkulációt ezzel szemben az óceánba érkező édesvíz- és hőáramok mozgatják, melyek lokálisan megváltoztatják a felszíni vízréteg sűrűségét, és ezzel a stabil rétegzettség kialakítására törekvő mozgásokat indítanak be. A vízkörzés ezen komponense a nemzetközi szakirodalomban Termohalin Cirkuláció (THC) néven ismert, melyben a



1.1. ábra. A Nagy Óceáni Szállítószalag (Great Ocean Conveyor – GOC) első publikált ábrázolása, Wallace S. Broecker 1987-es ismeretterjesztő írásából [4]. Sematikus jellege ellenére (vagy épp amiatt) e kép „karrierje” innen magasra ívelt; manapság szinte minden oceanográfiai és klimatológiai könyvben megtalálható, sőt a Global Change Research Initiative logójává vált.

termo- görög előtag a hőre, a *halin* (vö.: $\alpha\lambda\alpha\varsigma$, [h]álás = só) pedig a sótartalomra utal. Fontos megjegyezni, hogy míg a szélhajtotta vízkörzés csupán a felszínközeli réteg mozgása, addig a sűrűségkülönbség-hajtotta áramlások az óceán teljes mélységére kihatnak. Így a THC felelős bolygónkon a legnagyobb mértékű víztranszportért; a becslések szerinti hozama hússzor több mint a Föld összes folyójáé együttvéve és kicsit nagyobb, mint a csapadékképződés során adott idő alatt globálisan megmozgatott teljes vízmennyiség [1].

Az óceáni transzportfolyamatok vázlatos szerkezetét, a „Nagy Óceáni Szállítószalagot” (Great Ocean Conveyor – GOC), mely jelenleg a *fizikai oceanográfia* uralkodó paradigmájának tekinthető, az 1.1. ábrán tekinthetjük át. A GOC kapcsolatot teremt a különböző óceáni medencék, a felszíni és mélységi áramlási rendszerek, továbbá a szélhajtotta vízkörzés és a THC között.

A GOC dinamikájának több kulcsfontosságú részlete máig meglepően kevésbé ismert. Nem született például kielégítő elmélet annak a kérdésnek a megválaszolására, hogy miért épp az Atlanti-óceán medencéjében helyezkednek el mindazok a kompakt ún. mélyvíz-keletkezési (Deep Water Formation, DWF) régiók, ahol a hőmérséklet és a sótartalom összjátékának következtében olyan instabil függőleges sűrűségprofil épülhet fel, mely lehetővé teszi a felszíni folyadékkelemek lesüllyedését egészen az aljzatig, összekapcsolva a GOC felszíni és mélységi ágát. A mélyvízkeletkezés mellett a függőleges vízkörzés felszálló ágának, azaz a mélységi víz feláramlásának mechanizmusa sem ismert. A jelenlegi kon-

szenzus szerint a fölfelé irányuló, a medencékben lényegében mindenütt jelenlévő módon zajló anyagtranszportért elsősorban az árapály által keltett, és az aljzati domborzat által felerősített mélységi belső hullámok keverő hatása lehet felelős [5]. Ám ezen kölcsönhatások fizikája rengeteg nyitott kérdést tartogat még.

A GOC működését leíró majdani általános elméletnek természetesen nem csupán a fentebbi transzportfolyamatok alapelveit kell tisztázni, hanem számot kell adnia az áramlási rendszerben megfigyelt időbeli változékonyságról is. E változékonyság talán legismertebb példája az Atlanti-óceán felszíni hőmérsékletében tetten érhető, 20-70 éves időskálájú Atlanti Többévtizedes Változékonyság (Atlantic Multidecadal Variability – AMV), melynek eredete szintén tisztázatlan.

Munkánk során a GOC ezen három fontos elemének (a DWF mechanizmusának, a belső hullámok és az aljzati akadályok kölcsönhatásainak, valamint az AMV eredetének) vizsgálatát tűztük ki célul a jelenségek kísérleti vizsgálata, numerikus modellezése, valamint tényleges klimatológiai adatsorok kiértékelése útján. Ezt a rendező elvet követi a fejezetek felosztása is: a 2. fejezet a DWF és az óceánaljzati geotermikus hő kapcsolatát vizsgáló minimálmodelljeinket tárgyalja, a 3. fejezet rétegzett folyadékbéli belső hullámok és az aljzati domborzat kölcsönhatásának lényeges szerepét mutatja be, végül a 4. fejezet taglalja az AMV statisztikus tulajdonságainak vizsgálatából levont tanulságokat, illetve a jelenség vizsgálatára épített, világviszonylatban első, laboratóriumi kísérlet eredményeit. A munkánkból levont általános következtetéseket az 5. fejezet összegzi.

1.1. Minimálmodellek a fizikai oceanográfiában

A dolgozatban bemutatásra kerülő modellekben a fizika hagyományainak megfelelően radikálisan leegyszerűsítettük a valóságot. Ezért joggal vetődhet fel a kérdés az olvasóban: azon túlmenően, hogy érdekes klasszikus fizikai rendszereket figyelünk meg és elemzünk, hogyan illeszkedhet bele ez a fajta kutatás a nagy tudományos törekvésbe, melyet egy olyan komplex rendszer megértése jelent, mint a *valódi* GOC? Ennek megválaszolásához érdemes előjáróban egy rövid áttekintés erejéig történeti kontextusba helyezni vizsgálatainkat. Néhány példán bemutatjuk, hogy a fizikai oceanográfia tudományának fejlődéséhez a kezdetektől fogva döntő mértékben hozzájárultak a *laboratóriumi vizsgálatok*, és egyéb egyszerű dinamikai modellek.

E dolgozatban is megemlítjük például a svéd J. Sandström úttörő kísérletét (2.2. alfejezet), melynek 1908-as német nyelvű közleménye [6] mindmáig a száz leghivatkozottabb oceanográfiai publikáció egyike. Sandström voltaképpen nem tett mást, mint hogy egy 18. század óta ismert termodinamikai szabályt demonstrált sós vízzel feltöltött laboratóriumi kádjában, mégis, eredményének a GOC energetikájára vonatkozó következményei

mindmáig aktív kutatások tárgyát képezik [7].

Sandström honfitársa, V. W. *Ekman* szintén laboratóriumi kísérletek segítségével adott magyarázatot a tengerészek körében ismert, „misztikus” *holt víz* jelenségre [8]. Ekman egy kétrétegű folyadékkal feltöltött medencében demonstrálta a megoldást a problémára, s mintegy „mellékesen” megteremtette a belső hullámok elméletét (mely a 3. fejezetben bemutatásra kerülő kutatásaink alapját képezte). Mindez 1904-ben történt, jóval azelőtt, hogy közvetlen megfigyelések igazolták volna az óceáni belső hullámok létezését.

Mind az oceanográfia, mind a meteorológia huszadik századi fejlődésére nagy hatást gyakorolt az amerikai D. *Fultz* munkássága, aki a Föld forgásával kapcsolatos nagyskálás légköri és óceáni jelenségek laboratóriumi modellezésének úttörője volt. Fultz 1949-ben számolt be elsőként mára klasszikussá vált kísérletéről [9], mellyel a mérsékelt égöv időjárási jelenségeinek alapvető dinamikáját megdöbbentően pontosan demonstrálta – egy kicsiny forgatott, vízzel feltöltött és differenciálisan fűtött henger alakú tartályban. A Fultz-féle elrendezés mára a geofizikai áramlások kutatásának standard eszközévé vált [10] és inspirációul szolgált az AMV itt bemutatásra kerülő laboratóriumi modellezéséhez is.

A fizikai oceanográfia negyedik nagy alakja, akiről feltétlenül szót kell ejtenünk, H. *Stommel* volt. 1950-es és 60-as évekbeli úttörő munkái közül több is szerepel az említett százas listán, melyek közül most csak egyet emelnénk ki. Stommel 1961-es elméleti modelljében [11] a meridionális óceáni vízkörzést két („egyenlítői” és „poláris”) tartállyal modellezte, melyek hőmérséklet- és sókoncentráció-csere révén álltak kapcsolatban egymással. Megmutatta, hogy egy ilyen rendszernek két stabil állapota van: az egyik a poláris, a másik az egyenlítői vízsüllyedésnek felel meg. Azt is megadta, hogy a rendszer milyen módon juthat el egyik állapotból a másikba. Ezt az elemi óceánmodellt egyszerűségében szinte lehetetlen felülmúlni, s mégis, a belőle levont következtetések helytállónak bizonyultak: ma már paleoklimatológiai adatok támasztják alá, hogy a valódi Atlanti-óceán is keresztülment ilyen markáns állapotváltozásokon az elmúlt jégkorszak óta többször is [12].

Láthatjuk tehát, hogy a minimálmodellek vizsgálata hasznosan kiegészítheti a helyszíni (vagy távérzékelés útján történő) adatgyűjtést, illetve a bonyolult klímadinamikai modellezést. Utóbbiak célja ugyanis természetszerűen az adatok és változók maximalizálása, míg laboratóriumi és numerikus vizsgálataink a fizika „alulról építkező” szemléletmódját követik: minden esetben *minimalizálni* próbáljuk a vizsgált dinamika létrehozásához szükséges paraméterek számát. Épp ezért modelljeinkben olyan robusztus részjelenségekre mutathatunk rá, melyek segíthetnek a komplex óceáni rendszer bonyolult ok-okozati láncolatainak szétválasztásában.

2. fejezet

A mélyvízkeletkezés mechanizmusának vizsgálata

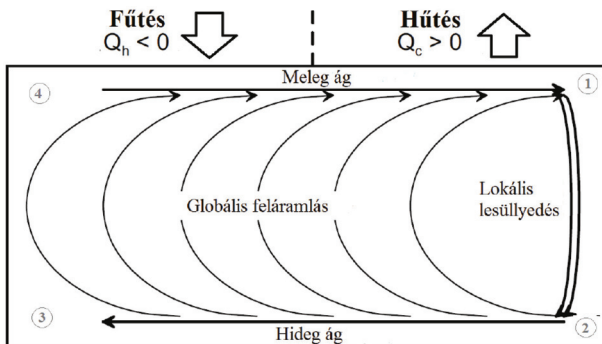
2.1. A meridionális vízkörzés dinamikája

A GOC hajtómotorja az észak-atlanti Meridionális Alábukó Vízkörzés (Meridional Overturning Circulation – MOC), melynek felszíni ágához tartozik a jól ismert Golf-áramlás is. A meridionális irányú transzport jelenlegi éghajlati viszonyok közötti működési vázlatát a 2.1 ábrán tekinthetjük át. Az Atlanti-óceán szubtrópusi régiójában a vízfelszín felmelegszik és párolog. Ez egyszerre két, egymással versengő effektust is beindít: a hőtágulás csökkenti a sűrűséget, hozzájárulva a felszíni réteg hidrosztatikai stabilitásához, míg a párolgás a sókoncentráció növelésével a destabilizáció irányába hat. E két folyamat hatását egy T hőmérsékletű és S sókoncentrációjú (szalinitású) folyadékelem ρ sűrűségére lineáris közelítésben így írhatjuk:

$$\rho(T, S) = \rho_0[1 - \alpha(T_0, S_0)(T - T_0) + \beta(T_0, S_0)(S(T) - S_0)], \quad (2.1)$$

ahol ρ_0 , T_0 , és S_0 rendre a sűrűség, hőmérséklet és szalinitás referenciaértékeit jelölik, $\alpha > 0$ a tengervíz térfogati hőtágulási együtthatója, $\beta > 0$ pedig a „sóösszehúzódas” koefficiense. A párolgás miatt természetesen a szalinitás is hőmérsékletfüggő, így elképzelhető a hőmérséklet- és szalinitásviszonyok olyan tartománya, melyben a (2.1) egyenlet második tagja adná a lényegesebb járulékot az egyenlítői óceánban. Ha így lenne, vízszülledést figyelhetnénk meg az Atlanti-óceán szubtrópusi vidékein, mely hideg felszíni áramlást „húzna” maga után a pólusok felől. Paleoklimatológiai adatok szerint [12] ez az *inverz szállítószalag* állapot több ízben is beállt az elmúlt 22 000 év során.

A jelenlegi feltételek a 2.1. ábrán látható áramlási irányt tüntetik ki. A függőleges sűrűségprofil az egyenlítői óceánban stabil marad, ugyanakkor a meridionális irányú

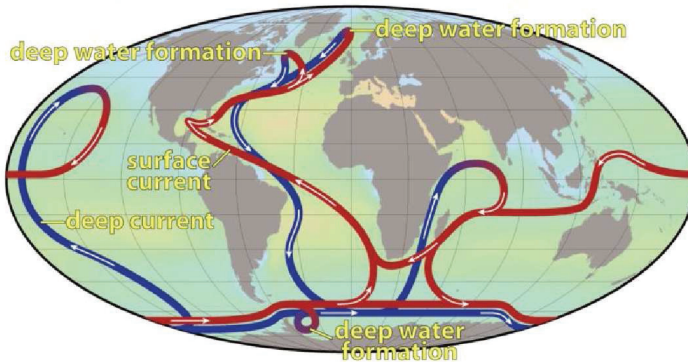


2.1. ábra. Az Atlanti Meridionális Alábukó Vízkörzés (Atlantic Meridional Overturning Circulation) sematikus keresztmetszeti képe. A jobb oldalon a szubpoláris régiót láthatjuk, ahol a DWF zajlik, a tartomány bal oldala pedig az egyenlítői, szubtrópusi óceánnak felel meg. Forrás: [13]

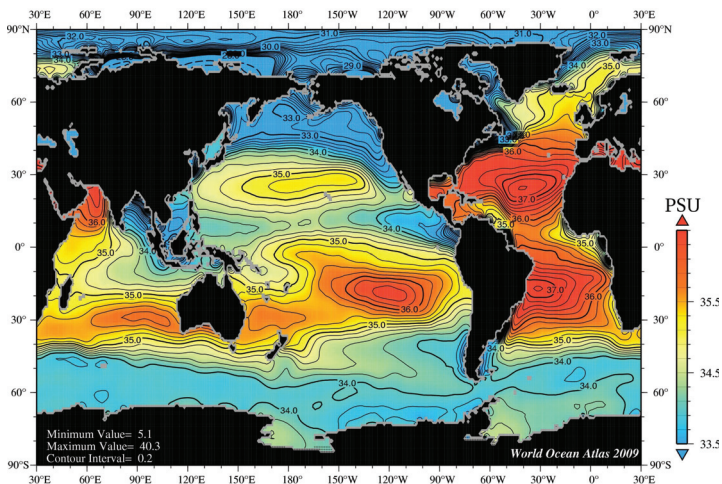
hőmérsékletkülönbség a sarkvidék felé tartó felszíni anyagtranszportot, és mintegy 10^{15} W nagyságrendű hőtranszportot indít be [14]. Ennek eredményeként a megnövekedett szalinitású szubtrópusi eredetű folyadékelemek a sarki zónába kerülnek, ahol lehűlnek, s így sűrűségük már nagyobbá válik környezetükénél. Az így létrejött függőleges sűrűségprofil instabil, így végül bekövetkezik a lesüllyedés, azaz mélyvízkeletkezés (Deep Water Formation – DWF), mely összekapcsolja a felszíni és mélységi áramlási rendszert.

A Bevezetés GOC-vázlatának (1.1. ábra) egy kidolgozottabb – bár a kevésbé ismert mélységi áramlások tekintetében túlságosan is részletes – változatát mutatja a 2.2. ábra, ahol pontosabban láthatók azon régiók, ahol a DWF zajlik. Két fontos észrevételt kell tennünk ezzel kapcsolatban. Egyrészt, az összes mélyvízkeletkezési zóna az Atlanti-óceán medencéjében található: a medence északi részén Grönland közelében és Izlandtól északra, illetve a medence déli részén az antarktiszi Weddell-tengernél. (A Csendes-óceánban is találkozunk ugyan vízsüllyedéssel, ám a rétegzettség itt létrejövő instabilitása nem elegendő ahhoz, hogy a folyadékrészecskék egészen az aljzatig süllyedjenek.) A másik lényeges észrevétel a DWF régiók *kompaktsága*, lokalizáltsága. Mindhárom jól körülhatárolható, néhány száz kilométeres kiterjedésű területen fekszik. Mind az Atlanti-óceán kitüntetett szerepének, mind a DWF régiók kompaktságának oka a fizikai oceanográfia részleteiben tisztázatlan problémái közé tartozik.

Az előbbi kérdést hagyományosan a következőképpen válaszolják meg az oceanográfusok (pl.: [1]): az Atlanti-óceán kiváltságos szerepe abban rejlik, hogy a felszíni szalinitás átlagos értéke ebben a medencében a legmagasabb (2.3. ábra). Ugyanis egyedül



2.2. ábra. A GOC főbb felszíni (piros) és mélységi (kék) áramlási rendszereinek vázlatos rajza a DWF-régiók jelölésével. Forrás: <http://physorg.com>



2.3. ábra. A világtenger vízfelszíni szalinitásviszonyinak sokévi átlaga Practical Salinity Unit (PSU) egységekből kifejezve. 1 PSU 1 g só és 1 kg víz tömegarányának felel meg. Jól látható, hogy az Atlanti-medencében az átlagosnál jóval magasabb értékeket találunk. Forrás: <http://www.nodc.noaa.gov/OC5/>

az Atlanti-óceánra igaz, hogy több víz párolog ki belőle, mint amennyi csapadék formájában behullik, vagyis az „evaporáció-precipitáció” különbség pozitív ($E - P > 0$). Ezért csakis az Atlanti-medence szubpoláris régiójában állhat elő a felszíni sűrűség olyan nagy értéke, mely elégséges a teljes lesüllyedéshez. Részletesebben megvizsgálva azonban ezt az érvelést, arra kell jutnunk, hogy a csapadék mennyisége gyakorlatilag megegyezik a Csendes-óceánban mért átlagértékkel, a pozitív $E - P$ oka tehát csak az intenzívebb párolgás lehet, amely azonban jórészt maga is a meleg felszíni áramlatoknak, tehát végső soron az MOC jelenlétének a következménye [15]. Ez tehát arra mutat, hogy az $E - P$ értékén alapuló érvelés önmagában nem ad kielégítő magyarázatot az Atlanti-óceán kitüntetett szerepére.

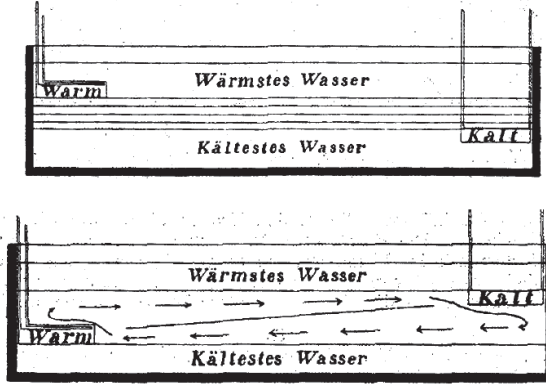
A másik nyitott kérdéssel, a DWF régiók lokalizáltságával kapcsolatban még kevésbé alakult ki konszenzus az oceanográfia kutatói körében. A felszíni szalinitás és hőmérséklet térbeli eloszlását tekintve lényegesen nagyobb zonális kiterjedésű terület is szóba jöhetne, ahogy például az Atlanti- és a Csendes-óceán déli részén is találkozhatunk kelet-nyugati irányban több ezer kilométeren elnyúló vízsüllyedési zónákkal, ahol a mélyóceánt el nem érő *köztesvíz-keletkezés* (intermediate water formation) zajlik [13].

2.2. A Sandström-tétel

A XX. század első éveiben Johan *Sandström* svéd oceanográfus vizsgálta meg elsőként módszeresen, laboratóriumi kísérletek során a THC egy leegyszerűsített modelljét. Arra kereste a választ, hogy milyen hőfluxus-peremfeltételek szükségesek ahhoz, hogy stabil, teljes mélységet átfogó vízkörzés alakulhasson ki egy, az észak-atlanti MOC-hoz hasonló áramlási rendszerben. Kísérleti elrendezését 1908-as klasszikus publikációjának [6] egy eredeti rajzán tekinthetjük át (2.4. ábra). A mérések során használt laboratóriumi kádatsós vízzel töltötte fel, és egy hűtő és fűtő dobozt helyezett el a medence két végén, melyek mélységét a kísérletek során változtatta.

Sandström azt a – konvekció klasszikus elméletével egybehangzó – eredményt kapta mérései során, hogy csupán a meridionális *vízfelszíni* hőmérsékletkülönbség nem elegendő ahhoz, hogy egy teljes mélységű vízsüllyedéssel járó köráramlás állandósulhasson, ehhez ugyanis az elsődleges hőforrásnak mélyebben, alacsonyabb potenciális energiájú szinten kell elhelyezkednie, mint a hűtésnek. Ez a feltétel azonban az óceán esetében általában nem teljesül.

A valódi óceánban a napsugárzásból származó differenciális fűtés a *felszínen* történik; az egyetlen klasszikus értelemben vett mélységi hőforrásként csupán az aljzat geotermikus hője szolgálhatna, azonban ez mintegy három nagyságrenddel kisebb hőfluxust képvisel a felszínen jellemző értéknél (az átlagos felszíni besugárzás 50 W/m^2 és 300 W/m^2 kö-



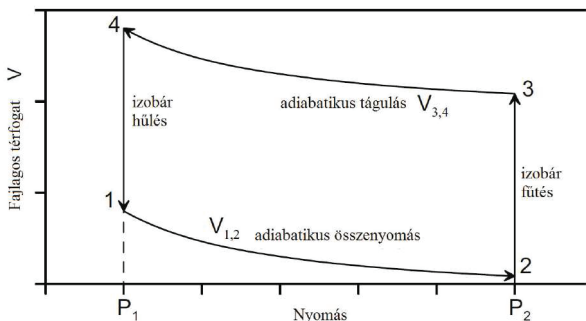
2.4. ábra. Johan Sandström 1908-as úttörő munkájának [6] két vázlata. A felső rajz szerinti elrendezésben (melyben a „Kalt” jelzésű hűtés alacsonyabban helyezkedik el a „Warm” feliratú fűtőtestnél) nem indul be alábukó vízkörzés, míg a hőforrások fordított elhelyezése esetén (alul) megindul a cirkuláció.

zött változik a földrajzi szélesség függvényében, míg az aljzati hőfluxus átlagos értéke mindössze 50 mW/m^2 [16]). Amint azt a következő alfejezetben látni fogjuk, bizonyos speciális helyzetekben a kicsiny geotermikus hőnek mégis lehet számottevő szerepe, ám első közelítésben joggal hanyagolhatjuk el.

A Sandström-féle tétel úgy is interpretálható, mint annak a termodinamikai szabálynak egy speciális megfogalmazása, miszerint egy hőerőgép akkor végez pozitív munkát, ha a térfogat növekedése (tehát a hőtágulás) magasabb nyomáson történik, mint az összenyomódás. A vízkörzés egy folyadékelemének „életútjára”, mint körfolyamatra tekintve azt mondhatjuk, hogy ahhoz, hogy a cirkuláció munkát végezzen a sűrűlódás ellenében, a rendszer térfogati munkavégzésének pozitívnak kell lennie:

$$\oint p dV > 0. \quad (2.2)$$

Az egyszerűség kedvéért Carnot-ciklusként tekintve a folyamatra, a 2.5. ábrán látható $p-V$ diagramot kapjuk, ahol a vízszintes tengelyen a hidrosztatikai nyomás szerepel, mely a vízmélység szigorúan monoton növekvő függvénye, a függőleges tengely pedig a kiszemelt folyadékrészecskénk fajlagos térfogatát mutatja. Látható, hogy a (2.2) egyenlőtlenség által megkövetelt pozitív körülfarás csak akkor lehetséges, ha a fűtés, azaz a fajlagos térfogat növekedése nagyobb nyomáson, tehát mélyebben történik, mint a hűtés.



2.5. ábra. Az MOC mint Carnot-ciklus p-V diagramja. A körfolyamat sarokpontjai megfeleltethetők a 2.1. ábra azonos számokkal jelölt régióinak. Forrás: [13]

A kérdés tehát abban rejlik, hogy az óceánban milyen mechanizmus képes hőt „pumpálni” a felszínközeli rétegből a mélyóceánba. A THC energetikai mérlege jelenleg még távolról sem tisztázott, az uralkodó feltevés szerint az árapály által keltett belső hullámok okozta turbulens keverés lehet a függőleges hőtranszport egyik legfontosabb tényezője. Ez a mintegy 1000 éves időskálájú, az egész medencében közel homogén módon történő lassú turbulens diffúzió „húzza”, a DWF régiókban történő lokalizált leáramlás pedig „tolja” az MOC mélyóceáni ágát.

A jelenlegi numerikus óceánmodellekben a belső hullámok okozta keverést egyszerűen a tengervízre jellemző molekuláris értékeknél akár 8-10 nagyságrenddel nagyobb, anizotrop hő- és koncentrációdifúziós együtthatók bevezetésével paraméterezik. Így hidalják át a Sandström-tétel következményeit annak ellenére, hogy csak felszíni hóáramokkal gerjesztik a cirkulációt (pl.: [17]). Amint már említettük ugyanis, a modellek többségében az aljzathoz származó geotermikus hőt egyáltalán nem veszik figyelembe, „no flux” peremfeltételt rónak ki az medence alsó peremére. A következőkben megvizsgáljuk, hogy mennyiben módosíthatja mégis az áramlás jellegét, ha tekintetbe vesszük e mélységi fűtés hatását.

2.3. Az aljzati geotermikus hő hatása

A Föld belsejéből származó hőfluxus feltérképezése az óceáni aljzaton nem triviális probléma. A rendelkezésre álló közvetlen mérési adatokat rendszerint fűtőtornyok építése, mélytengeri kábelek fektetése és hasonló építőmunkálatok során gyűjtik, ezek tehát meglehetősen sporadikus lefedettséget nyújtanak. Léteznek azonban közvetett módszerek is,

melyek alapjául a – viszonylag egyszerűen lokalizálható – szeizmikus aktivitás és a geotermikus hő közötti empirikus összefüggések szolgálnak. *Shapiro és Ritzwoller*, 2004-es munkájukban [16] például a közvetlen mérésekkel kinyert szárazföldi hőfluxusadatok és ugyanazon földrajzi helyeken megfigyelt szeizmikus tevékenység között feltárt korrelációt használták fel arra, hogy az óceánaljazati szeizmikus aktivitásból következtessenek az ottani hőeloszlásra. Az így kapott hőfluxus-térképet a 2.6. ábra mutatja. Látható, hogy azokon a helyeken, ahol markáns lemeztektonikai folyamatok zajlanak, így például a szubdukciós zónák, vagy épp az óceánközépi hátságok közelében, anomálishan nagy geotermikus hőfluxust találunk.

Vegyük észre, hogy – bár a módszer pontatlansága miatt a 2.6. ábra nem túl nagy felbontású – a Weddell-tengernél és az Atlanti-óceán északi részén, tehát mindazon régióknál, ahol DWF zajlik, jól láthatóan, az átlagosnál mintegy kétszer nagyobb (~ 120 mW/m²) geotermikus hőfluxust találunk. Felvetődik a kérdés, hogy ez, a besugárzás tipikus felszíni értékeihez képest mégoly csekély többlet hozzájárulhat-e érdemben a mélyvízkeletkezés folyamatához.

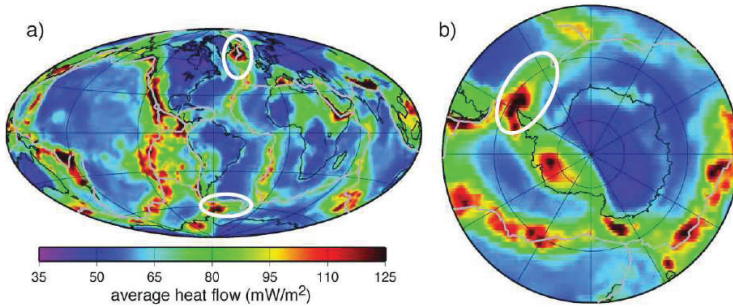
Scott és munkatársai gondolatmenete alapján [18] nagyságrendi becslést adhatunk arra vonatkozóan, hogy milyen mértékben növeli meg a mélyóceán hőmérsékletét egy realizitikus hőáramot képviselő aljzati hőforrás jelenléte. Tekintsünk egy termodinamikai egyensúlyban levő vízoszlopot az óceánban, melynek alján $Q = 100$ mW/m² extra hőt táplálunk be, melyet a víz felszíne végül az atmoszférának ad le. A légkör és az óceán közvetlen hőkontaktusában a felszíni hullámok által jól átkevert, mintegy $d = 50$ m vastag legfölső vírzéteg vesz részt. Empirikus tapasztalatok alapján ismert továbbá az atmoszféra és ezen felszínközeli réteg hőmérsékletének kiegyenlítődéhez szükséges karakterisztikus idő is: $\tau \approx 30$ nap. Ezekből az adatokból dimenzióanalízis útján megbecsülhetjük, hogy az aljzaton beáramló Q hőáram felszíni leadása során mekkora δT értékkel nő a tengerfelszín hőmérséklete, hiszen:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \sim \frac{\delta T}{\tau} \approx \frac{Q}{\rho_0 c_p d}, \quad (2.3)$$

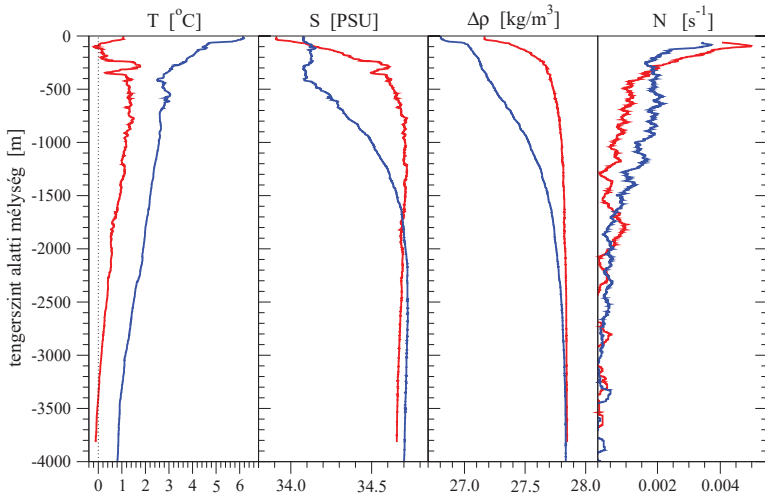
ahol a becsléshez a víz referencia-sűrűségének értékét $\rho_0 = 1.0 \cdot 10^3$ kg/m³-nek, az izobár fajhőét pedig $c_p = 4.0 \cdot 10^3$ J/(kg·K)-nek választottuk. A fenti paramétereket (2.3)-ba helyettesítve $\delta T = 1.3 \cdot 10^{-3}$ K adódik, azaz a vízfelszín a geotermikus aljzati hőbetáplálás hatására elhanyagolható mértékben melegszik föl.

Most határozzuk meg, hogy mekkora járulékot ad a függőleges irányú hőmérsékletgradienshez az extra hőforrás. Ebben az esetben a becslés így alakul:

$$\frac{\partial T}{\partial z} \sim \frac{\Delta T}{H} \approx \frac{Q}{c_p \rho_0 \kappa_v}, \quad (2.4)$$



2.6. ábra. Shapiro és Ritzvoller szeizmikus adatok felhasználásával előállított globális átlagos geotermikus hőfluxus-térképe (a). A fehér körökkel a 2.2. ábrán is jelölt DWF régiók környezetét jelöltük. A (b) ábra az Antarktisz térségének hőfluxusát mutatja. Szembetűnő magas értékeket mutat Weddell-tenger bejáratának régiója. Forrás: [16]



2.7. ábra. Két atlanti-óceánbeli merülési helyszín profiljai. Balról jobbra haladva a hőmérséklet, a szalinitás, az innen (2.1) szerint előálló sűrűség, valamint a következő fejezetben bevezetésre kerülő, (3.1) szerinti N Brunt-Väisälä-frekvencia mélységfüggése. A piros görbék adatait a D 58° 40.9', Ny 56° 3.3', a kékekét pedig a D 55° 31.0', Ny 58° 1.0' koordinátájú mérési helyszíneken rögzítették. A merítések időpontjai rendre: 2002.12.29. és 2002.12.31. voltak. Az adatok forrása: British Oceanographic Data Centre

ahol $H = 4500$ m a teljes vízmélységet jelöli, $\kappa_v = 1.15 \cdot 10^{-4}$ m²/s a függőleges óceáni hőtranszportra jellemző turbulens hődiffúziós együttható, ΔT pedig az aláfűtés keresett járuléka a fenék és a felszín közötti hőmérsékletkülönbséghez. Erre a fenti paraméterek behelyettesítésével $\Delta T = 1$ K értéket kapunk. Mivel beláttuk, hogy a felszíni réteg gyakorlatilag nem melegszik föl, így valóban kijelenthetjük, hogy az aljzat közelében ΔT mértékű járulékos hőmérséklet-növekedést tapasztalunk a geotermikus hő nélküli esethez képest.

A 2.7. ábra tipikus atlanti-óceánbeli helyszíneken fölött hőmérséklet-, szalintas- és sűrűségprofilokat mutat. Látható, hogy a mélyóceánban mindkét változó olyan csekély meredekséggel változik a mélység függvényében, hogy egy ~ 1 K nagyságrendű aljzati járulék bizony képes lehet olyan extra sűrűséginstabilitást okozni, mely jelentősen hozzájárulhat a mélyvízkeletkezéshez. Ez a becslés, összevetve az észrevétellel, hogy a DWF régiók közelében anomálishan magas geotermikus hőfluxus tapasztalható, egy érdekes (rész-) magyarázatot szolgáltathat a lesüllyedés lokalizáltságának problémájára. A következő alfejezetekben bemutatásra kerülő numerikus és laboratóriumi vizsgálatainkat ez a felismerés inspirálta.

2.4. A numerikus modell

Számítógépes szimulációink során arra a kérdésre kerestünk válaszokat, hogy egy döntően a vízfelszín erő hőáramok által hajtott köráramlás dinamikai jellemzőit hogyan befolyásolja a felszíni vízszintes irányú hőmérsékletkülönbség értéke, illetve hogy ezt a függést miképpen változtatja meg egy kicsiny kiterjedésű aljzati hőforrás „bekapcsolása” a medence azon végénél, ahol eközben a felszínen hűlés történik. Célunk tehát *nem* a konkrét óceáni elrendezés modellezése volt, hanem egy minél kevesebb kontrollparaméterrel jellemezhető minimálmodell megalkotása, mely hozzásegíthet a különböző stabil áramlási módusok közötti „fázisátmenetek” jobb megértéséhez. A leegyszerűsítéseknél figyelembe kellett vennünk továbbá azt is, hogy lehetőség szerint olyan peremfeltételeket és fizikai mennyiségeket vizsgáljunk a numerikus modellben, melyek lehetővé teszik az eredmények későbbi összevetését laboratóriumi kísérletekkel is.

2.4.1. A Boussinesq-egyenletek

Mivel minimálmodellünkben – Standström kísérleteihez hasonlóan – nem a teljes vízkörzést, csupán annak meridionális irányú vetületét modelleztük, a vizsgált probléma kétdimenziósra egyszerűsödött. A zonális irányú áramlások hatásának elhanyagolását az MOC-val való összehasonlíthatóság kedvéért úgy is interpretálhatjuk, hogy valójában

a *zonálisan kiátlagolt* transzport viselkedésére vagyunk kíváncsiak. A probléma síkbeli jellegéből fakadóan a szimuláció során megoldani kívánt dinamikai egyenletek nem tartalmazzák a sebességre merőleges irányban ható Coriolis-erő járulékát. (Megjegyezzük, hogy a 3. fejezetben bemutatásra kerülő AMV-modellünkben viszont éppen a rendszer forgása játszik majd döntő szerepet.)

Azzal a feltételezéssel élve, hogy az áramló folyadékelem sűrűségének $\rho' = \rho - \rho_0$ megváltozása kicsiny a közeg jellemző ρ_0 sűrűségéhez képest (Boussinesq-közelítés), a folyadékelemek mozgásegyenleteiben a ρ' -től való függést elégséges csupán vezető rendben tekintetbe vennünk. Ez azt jelenti, hogy a *Navier-Stokes*-egyenletben ρ' kizárólag a felhajtóerő által okozott gyorsulás tagjában ad járulékot, a nyomásgradienst és a viszkózitást tartalmazó tagokban a sűrűségeket a ρ_0 referenciaértékkel helyettesíthetjük:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + g \frac{\rho'}{\rho_0} \vec{n} + \nu \nabla^2 \vec{u}. \quad (2.5)$$

Itt $\vec{u} \equiv (u; w)$ az áramlás sebességtere, g a nehézségi gyorsulás, $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pedig a víz (ρ_0 sűrűséghez tartozó) kinematikai viszkózitásának molekuláris értéke. A bal oldalon szereplő teljes derivált az adott (mozgó) folyadékelem „életútját” végigkövető lagrange-i hidrodinamikai derisváltat jelöli, melyből a feltüntetett módon térhetünk át a sebességtér megváltozását egy rögzített ponton mérő parciális időderiváltakat használó leírási módba (Euler-kép). Ez utóbbi adja a legkézenfekvőbb vonatkoztatási rendszert egy rácson történő szimulációhoz. ρ' a (2.1) egyenlet szerint a T hőmérséklet és az S szalinitás különbségeitől is függhet, ám modellünkben az $S(x, z) \equiv S_0 = 0$ közelítéssel élünk (a későbbiekben kvalitatíve diszkutáljuk majd, hogy milyen irányba befolyásolná kapott eredményeinket a sótartalom-eltérések hatása). Ekkor a (2.1) függés behelyettesítésével a mozgásegyenlet így fejezhető ki:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - g\alpha(T - T_0)\vec{n} + \nu \nabla^2 \vec{u}. \quad (2.6)$$

A szimulációinkban használt $\rho_0 = 997.075 \text{ kg/m}^3$ referenciasűrűséghez $T_0 = 25^\circ\text{C}$ hőmérséklet tartozik, a lineáris hőtágulási együttható értéke pedig $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ volt.

A dinamikát leíró egyenletrendszer következő tagja a *hővezetési egyenlet*, mely Lagrange-képben így írható:

$$\frac{dT}{dt} \equiv \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T, \quad (2.7)$$

ahol $\kappa = 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ a víz molekuláris hődiffúziós együtthatója.

A parciális differenciálegyenlet-rendszert a *kontinuitási egyenlet* teszi teljessé. Az

anyagmegmaradás egyenlete Boussinesq-közelítésben a sebességtér divergenciájának eltűnését kifejező alakra egyszerűsödik [19]:

$$\nabla \vec{u} \equiv 0. \quad (2.8)$$

A (2.6), (2.7) és (2.8) egyenleteket összefoglalóan *Boussinesq-egyenleteknek* nevezik [19].

2.4.2. A kezdő- és peremfeltételek

A szimulációk kezdetén a folyadék nyugalomban állt, hőmérsékletét pedig homogén módon a $T_0 = 25^\circ\text{C}$ -os referenciaértékre állítottuk be. A *sebességekre* függőleges falaknál és a felszínen tapadásmentes peremfeltételt róttunk ki, azaz itt a peremekre merőleges sebességkomponens eltűnését írtuk elő. Amellett, hogy természetesen a w függőleges sebességkomponensnek az aljzatnál is nullává kellett válnia, itt a sűrűlódás hatását is figyelembe vettük, mégpedig a négyzetes sűrűlódási törvény formájában¹:

$$\nu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{\text{aljzat}} = r u_b |u_b|, \quad (2.9)$$

ahol u_b a vízszintes sebesség értéke az aljzat egy adott pontján, $r = 0.001$ pedig egy empirikus együttható [20].

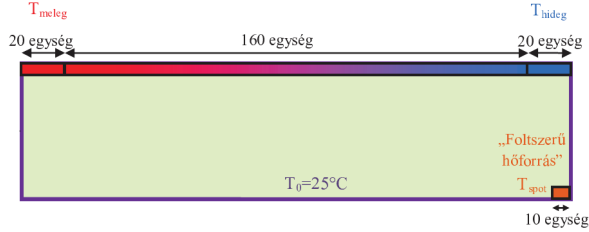
A vizsgált tartomány peremein a *hőmérsékletet* a falakon előírt helyfüggő $T_{\text{relax}}(x, z)$ eloszláshoz relaxáltattuk („restoring boundary condition”), $\tau = 2100$ s relaxációs idővel, melynek értékét előzetes laboratóriumi mérések alapján állapítottuk meg. A hőmérsékleti peremfeltétel alakja tehát:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (T - T_{\text{relax}}(x, z)). \quad (2.10)$$

Természetesen, ha a fűtés nem lenne differenciált (azaz $T_{\text{relax}}(x, z) \equiv T_{\text{relax}}$ állna fönn), exponenciális ütemű melegedést/hűlést tapasztalnánk ($T \rightarrow T_{\text{relax}}$), τ időállandóval, áramlások nélkül. Azonban esetünkben az egyensúlyi állapotok mindenképpen dinamikus, állandósult áramlásokkal jellemezhető megoldások lesznek, melyekben a peremek hőmérséklete is a falon előírt $T_{\text{relax}}(x, z)$ -től különböző értékekhez tart.

A modellben szereplő téglalap alakú tartomány egy $L = 20$ m hosszú és $D = 2$ m mély tartálynak felel meg. A 2.8. ábrán szemléltetjük a $T_{\text{relax}}(x, z)$ függvényt. A tartomány függőleges falain és az aljzaton $T_{\text{relax}}(x, z) = T_0 = 25^\circ\text{C}$ relaxációs hőmérsékletet róttunk ki, míg a felszínen a baloldali legszélső 2 m hosszúságú „egyenlítői” szakaszon

¹Az oldalfalakon a sűrűlódás elhanyagolását azzal indokolhatjuk, hogy a valódi óceán esetében sem falak mentén történik a le- illetve föláramlás.



2.8. ábra. A szimulált medence sematikus rajza. A peremek színezése a $T_{\text{relax}}(x, z)$ relaxációs hőmérséklet különböző értékeire utal.

$T_{\text{relax}}(x, z) = T_{\text{meleg}} = 32^\circ\text{C}$ -t írtunk elő. Egy ugyanekkora szakaszt a felszín jobb oldali („poláris”) végén a kontrollparaméterként kezelt $T_{\text{relax}}(x, z) = T_{\text{hideg}}$ -hez relaxáltattunk, melynek értékét a futtatások során különbözőnek választottuk. T_{hideg} változtatásával hangoltuk tehát a meridionális hőmérsékletgradiens értékét. A felszínnek e két szélső szakasz közötti tartományán a $T_{\text{relax}}(x, z)$ eloszlást a T_{meleg} és T_{hideg} értékek közé interpolált lineáris függvénnyel adtuk meg.

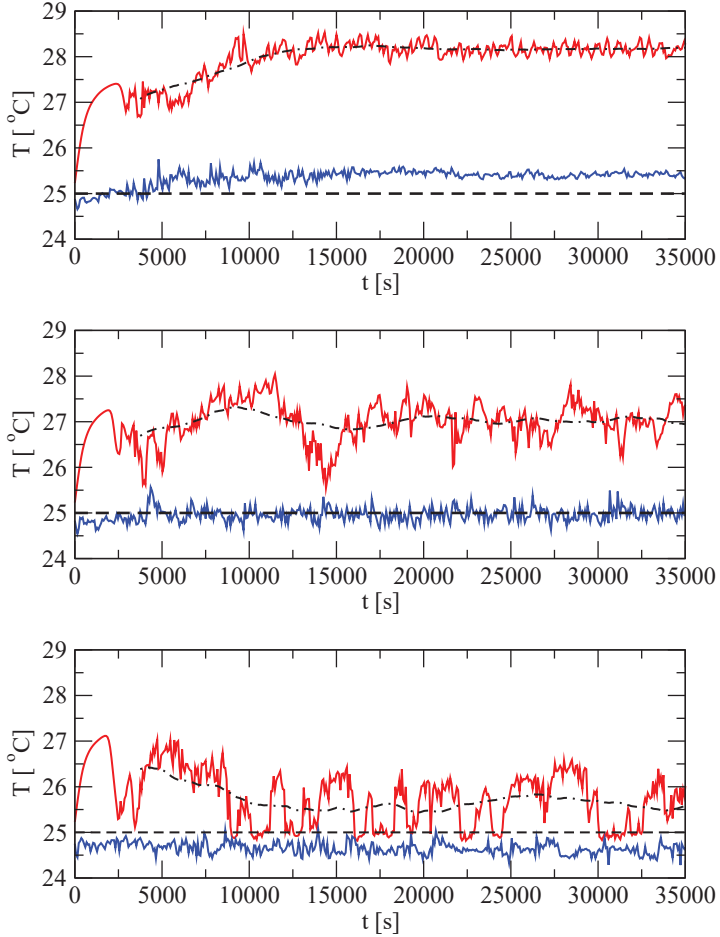
T_{hideg} mellett a másik fontos kontrollparaméterünk a 2.8. ábrán szintén jelölt aljzati „hot spot” relaxációs hőmérséklete, $T_{\text{relax}}(x, z) = T_{\text{spot}}$ volt. Ezt, a geotermikus hőt imitáló járulékos aljzati fűtést egy 1 m hosszúságú szakaszon vezettük be a medence „poláris” vége alatt. A különböző futtatásokban T_{spot} értéke 25°C ($= T_0$) és 35°C között változott.

A modellben a kvázistacionárius állapot 17 000 s fizikai idő alatt minden futtatás esetében beállt (2.9. ábra). A kezdeti tranziens szakasszal a kiértékelés során nem foglalkoztunk, kizárólag a közelítő egyensúlyi állapotra, tehát a futtatás 17 000 s utáni részére fókuszáltunk.

2.4.3. Numerikus módszerek

A modellünkben alkalmazott diszkrét, egyenletesen elhelyezett rácspontok közötti térközt mindkét irányban $\Delta x = \Delta z = 0.1$ m-nek választottuk, azaz $L = 20$ m hosszú és $D = 2$ m mély medencénkben minden skalármennyiség és vektorkomponens pillanatnyi állapotát egy-egy 200×20 elemből álló tömb írta le. A nyomás és a sűrűség (illetve az ezzel egyenrangú hőmérséklet) értékeit nem ugyanazokban a rácspontokban értékeltük ki, mint az u és w sebességkomponenseket, hanem egy mindkét irányban fél rácstérköznyivel eltoltt „köztes” rácson. Ezt az elrendezést *Arakawa-C rács* néven ismeri a szakirodalom [21].

Mivel a p nyomás megjelenik a (2.6) Navier-Stokes-egyenlet jobb oldalán, a Boussinesq-egyenletek és a peremfeltételek által alkotott parciális differenciálegyenlet-rendszer önkonzisztens megoldása explicit módon nem lehetséges. A közelítő megoldásig



2.9. ábra. A vízfelszín „egyenlítői” (piros) és „poláris” (kék) régióiban detektált hőmérséklet időfejlődése a kontrollparaméterként változtatott T_{hideg} három különböző értéke mellett (aláfűtés nélkül). Fölülről haladva, rendre: $T_{\text{hideg}} = 20.5, 18.3, 14.0^\circ\text{C}$. A vízszintes szaggatott vonalak a víztömeg kezdeti $T_0 = 25^\circ\text{C}$ hőmérsékletét (mely megegyezik T_{relax} aljzaton és falakon előírt értékével is), a szaggatott-pontozott görbék pedig az „egyenlítői” hőmérséklet-idősorok 110 pontos mozgátlagolással simított menetét jelölik.

iteratív lépések sorozatával juthatunk el. A *Successive Over-Relaxation* (SOR) módszerben egy adott t_i pillanatban beálló nyomásmező alapján a program egy (Euler-séma szerinti) első becslést ad a sebességmezőre vonatkozóan, majd ennek meghatározza divergenciáját, melynek elméleti értéke (2.8) szerint zérus. Az iterációt követően a program a kapott divergencia-mezőnek megfelelően korrigálja a p -mezőt, majd abból újra kiszámítja az \vec{u} teret, s annak divergenciáját. A folyamat mindaddig ismétlődik, amíg a numerikus divergencia minden rácspontban egy előírt kicsiny ϵ érték alá nem csökken. Ekkor az algoritmus továbbléphet a következő, $t_{i+1} = t_i + \Delta t$ időpontra, s az SOR kezdődhet előről.

A probléma numerikus implementációja során a Jochen *Kämpf* német oceanográfus és munkatársai által alkotott Advanced Ocean Modelling nyílt forrású programcsomag [20] Boussinesq-egyenleteket SOR módszerrel megoldó FORTRAN95 környezetben írt szubrutintját használtuk fel.

A térbeli és időbeli felbontást természetesen nem választhattuk meg egymástól függetlenül; a kapott eredmények nyilván akkor hordoznak fizikai jelentést, ha az időlépés lényegesen kisebb annál az időtartamnál, amely ahhoz szükséges, hogy az áramlásra jellemző U sebességgel terjedő információ megtegyen egy rácscellaméretnyi távolságot. A hőmérsékletkülönbségek által hajtott áramlásban a sebesség nagyságrendjét elsősorban a térben másodrendű hődiffúziós egyenlet (2.7) határozza meg, így esetünkben a rendszer stabilitásának szükséges feltétele:

$$\Delta t \ll \frac{\Delta x^2}{\kappa}. \quad (2.11)$$

A rácsfelbontás és a számítási idő közti kompromisszum eredményeként végül $\Delta t = 0.1$ s időlépést és, mint már említettük, $\Delta x = \Delta z = 0.1$ m rács távolságot választottunk futtatásainkhoz.

2.4.4. Numerikus eredmények

Első kísérletsorozatunkban T_{spot} értékét az aljzat és az oldalfalak egyéb pontjain is előírt T_0 -ra állítottuk be a „hot spot” nélküli forgatókönyvnek megfelelően. Ebben az esetben tehát az áramlás jellegét egyedül a felszíni relaxációs hőmérséklet gradiense, azaz T_{hideg} határozta meg (hiszen az „egyenlítői” T_{meleg} értékét minden szimuláció során megtartottuk).

Az áramlás kétdimenziós jellege és divergenciamentessége következtében létezik olyan ψ áramfüggvény, melyre:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (2.12)$$

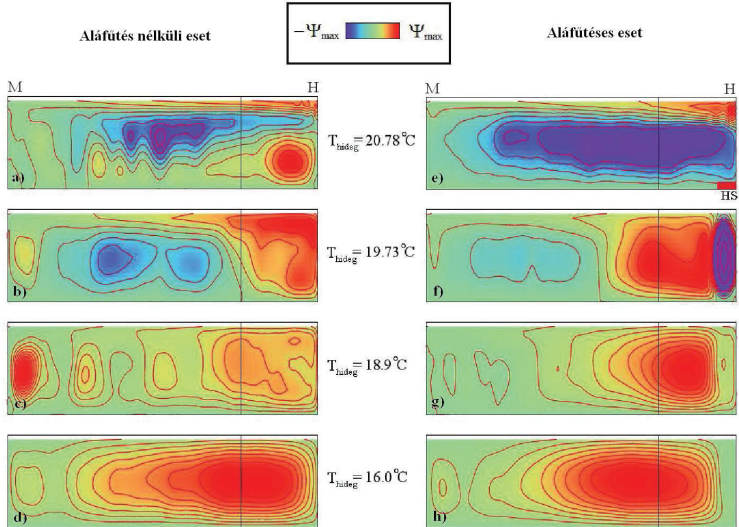
A $\psi = \text{const.}$ szintek jelölik ki az *áramvonalakat*, melyek stacionárius megoldás esetén megegyeznek a folyadékelemek pályavonalaival is. A 2.10. ábra bal oldali oszlopában

tekinthetjük át néhány „hot spot” nélküli futtatás ψ függvényét és az ezekhez tartozó áramvonalakat. A ψ értékeket a szimulációk kvázistacionárius szakaszaira kiátlagolt sebességteréből (2.12) alapján, numerikus integrálással kaptuk. Az időátlagolt áramfüggvényeket T_{hideg} négy kiválasztott értékére mutatja az ábra, jól láttatva a „fázisátmenetet” a többcellás, „mélyvízkeletkezés” (DWF) nélküli, és a teljes mélységet átfogó egycellás áramlási módus között T_{hideg} csökkenésével.

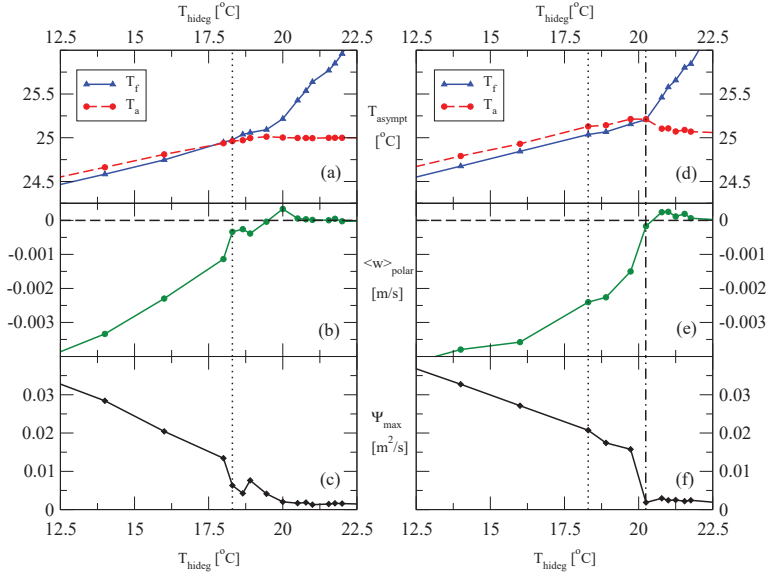
A 2.10. ábra színskáláját – az áramlási képek jellegének jobb összehasonlíthatósága érdekében – minden esetben az adott futtatás során kapott időátlagolt áramfüggvény maximális pozitív értéke, ψ_{max} szerint normáltuk: a színskála tehát a mindenkori $-\psi_{\text{max}}$ (kék) és ψ_{max} (piros) közötti tartományt fogja át. ψ_{max} értékek tényleges megváltozását T_{hideg} függvényében a későbbi 2.11. ábra c) és f) paneljein láthatjuk. Az áramfüggvény definíciója értelmében a pirosas tartományokat körbefogó áramvonalak mentén az áramlás negatív (áramutató járásával megegyező) irányú, míg a kékés régiók körül pozitív irányú kóráramlást tapasztalhatunk.

Amint arról korábban már szó esett, a DWF megjelenését a medence „poláris” részénél bekövetkező függőleges sűrűségi instabilitás idézi elő. Ennek az átmenetnek a bemutatására kiválasztottuk ezen tartomány egyik függőleges rácsoszlopának legfelső (felszíni) és legalsó (aljszati) rácspontját, és mértük az itt beállt átlagos hőmérsékletet a kvázistacionárius szakaszban; jelölésük rendre T_f és T_a . T_f -et tehát T_{hideg} -hez, T_a -t pedig T_0 -hoz relaxáltattuk. A T_{hideg} kontrollparaméter különböző értékei mellett beállt egyensúlyi hőmérsékleteket a 2.11.a ábra kék (T_f) és piros (T_a) görbéi szemléltetik. Jól látható, hogy a magasabb T_{hideg} tartományban T_a gyakorlatilag megtartja a $T_0 = 25^\circ\text{C}$ -os kezdőértéket (mely itt egyúttal megegyezik T_{relax} értékével is), összhangban a 2.10. ábra bal felső panelén bemutatott áramlási képpel: a medence alsó része itt lényegében független áramlási rendszernek tekinthető a felszínközeli sekély réteg vízkörzésétől, így itt a differenciális fűtés hatása nem érvényesül. Az átmenet – ahol a $T_f = T_a$ helyzet előáll – a $T_{\text{hideg}}^* = 18.3^\circ\text{C}$ kritikus értéknél történik, melyet pontozott függőleges vonalakkal jelöltünk a 2.11.a,b és c ábrákon.

A rendszer viselkedésének jellemzésére több *rendparamétert* is bevezettünk, melyek markáns ugrásokkal jelzik a különböző áramlási állapotok közötti átmenetet. Ezek egyike a mind időben, mind a medence „poláris” régiójára kiátlagolt függőleges sebesség, $\langle w \rangle_{\text{polar}}$. A vizsgált térbeli tartományt, mely 5 m hosszan a medence jobb szélén található, függőleges fekete vonallal jelöltük a 2.10. ábrán. A függőleges tengely irányítottága miatt $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ negatív értékei jelentenek lefelé irányuló áramlást. A DWF állapot beállása egyértelmű töréspontként jelenik meg a $T_{\text{hideg}}^* = 18.3^\circ\text{C}$ -os kritikus kontrollparaméter-értéknél (2.11.b ábra). A $T_{\text{hideg}} < T_{\text{hideg}}^*$ szakaszon $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ markáns negatív értékeket vesz föl a teljes mélységű „poláris” leáramlás egyértelmű jeleként.



2.10. ábra. A ψ áramfüggvény időátlagolt képei az áramvonalak feltűntetésével, különböző futtatások esetén. A két felső képen az „M” és „H” betűk rendre a maximális felszíni melegítés és hűtés régióit jelölik. A „HS” jelölés az aljzati „hot spot”-szerű hőforrás helyzetét mutatja. Az a), b), c) és d) ábrák a „hot spot” nélküli áramlási képeket mutatják T_{hideg} jelölt értékei mellett. Az e), f), g) és h) ábrák esetében $T_{\text{spot}} = 30 \text{ }^{\circ}\text{C}$ relaxációs hőmérsékletnek megfelelő aláfűtést adtunk a rendszerhez. A képeken látható vékony függőleges vonalak azt a tartományt jelölik ki, ahonnan a 2.11. b) és e) ábrákon látható $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ rendparaméter értékeit nyertük.



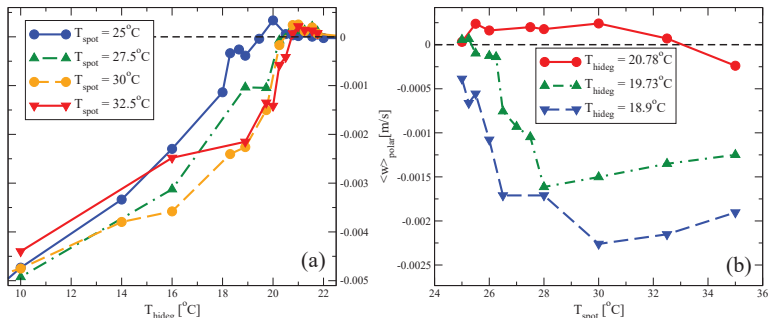
2.11. ábra. Különböző áramlási módusok közötti átmenetet jelző rendparaméterek T_{hideg} -függése. Csakúgy, mint a 2.10. ábra esetében, a bal oldali oszlop a „hot spot” nélküli eseteket, a jobb oldali pedig a $T_{\text{spot}} = 30^\circ\text{C}$ -os aláfűtés melletti futtatásokat mutatja. Az a) és d) paneleken a „poláris” régió felszínén (T_f) és aljzatánál (T_a) beállt átlaghőmérséklet-értékek láthatók. A b) és e) panelek a függőleges sebesség $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ „poláris” régióra számított átlagos értékét mutatják (a vizsgált tartomány határát a 2.10. ábrán jelöltük). Az áramfüggvények Ψ_{max} maximumértékeit a c) és f) paneleken ábrázoltuk. A T_{hideg}^* kritikus hőmérsékletet az aláfűtés nélküli és aláfűtéses esetekben, rendre szaggatott és szaggatott-pontozott függőleges vonalak jelzik.

Szintén hasznos rendparaméternek bizonyult az időátlagolt áramfüggvény ψ_{\max} maximumértéke. ψ_{\max} viselkedését T_{hideg} függvényében a 2.11.c ábrán láthatjuk, mely szintén jól mutatja a kritikus viselkedést: a $T_{\text{cold}} < T_{\text{cold}}^*$ szakaszban kapott nagy értékek egycellás, teljes mélységű vízkörzésre utalnak (vö. 2.10. ábra).

A második kísérletsorozatunkban „bekapcsoltuk” az extra aljzati aláfűtést, vagyis a 2.8. ábrán is bemutatott 1 m hosszú aljzati „hot spot”-ot. Ebben a tartományban $T_{\text{spot}} > T_0$ relaxációs hőmérsékletet írtunk elő. Arra voltunk kíváncsiak, hogy ez a perturbáció hogyan befolyásolja az állapotok közötti átmenet lefolyását. A 2.11. ábra jobb oldala mutatja be az inémet ismertetett rendparaméterek viselkedését $T_{\text{spot}} = 30^\circ\text{C}$ választása esetén. Vegyük észre, hogy a „hot spot” jelenlétében a T_{hideg}^* számottevően magasabb, 20.2°C -os értéket vett föl (pontosított-szagatott vonal a 2.11 ábrán). *Ez tehát azt jelenti, hogy a „hot spot” jelenlétében olyan felszíni hőmérsékleti viszonyok között is létrejöhet DWF, melyek önmagukban nem tennék lehetővé a teljes lesüllyedést!*

A $T_{\text{spot}} = 30^\circ\text{C}$ -os elrendezéshez tartozó áramlási képeket a 2.10. ábra jobb oldali oszlopában (e-h) tekinthetjük át. Az e) panelen látható, hogy a „hot spot” jelenléte által előidézett vízszintes sűrűségkülönbség az „egyenlítő” felől a „poláris” régió irányába tartó aljzati áramlást idézett elő, s ezzel két, egymás fölött fekvő konvekciós cella megjelenését eredményezte. Amint a kontrollparaméter elérte a $T_{\text{hideg}} = 19.73^\circ\text{C}$ -os értéket, a lentebbi köráramlás egy, a medence teljes mélységét átfogó, pozitív forgásirányú klasszikus Bénard-cellává fejlődött a „hot spot” fölötti régióban (2.10.f ábra). Ez a konvekciós cella impulzust adott át a szomszédos, a felszíni meridionális hőmérsékletgradiens által hajtott cellának, elősegítve a leáramlást. A 2.10.g ábrán már az egész medencére kiterjedő egy-cellás állapotot láthatjuk; T_{hideg} ezen értékénél tehát már megszűnt a „hot spot” fölötti konvekciós cella.

A következő kísérletsorozatban megvizsgáltuk, hogy létezhet-e a T_{hideg} kontrollparaméter egy adott értéke mellett olyan T_{spot} relaxációs hőmérséklet, mely maximalizálja a „poláris” régióban tapasztalt leáramlás vízhozamát. A naiv érvelés szerint kell, hogy legyen ilyen közbülső érték, hiszen egy bizonyos hőfluxus fölött a „hot spot” már föláramlást kell hogy beindítson, mely inkább gátolná, mintsem elősegítené a DWF folyamatát [22]. A 2.12.a ábra a $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ rendparaméterünket mutatja T_{hideg} függvényében, ezúttal az aláfűtés négy különböző értékére, melyek $T_{\text{spot}} = 25.0, 27.2, 30.0,$ és 32.5°C (vegyük észre tehát, hogy az első és harmadik görbe megegyezik a 2.11.b és e) ábrákon látottakkal). Két érdemi következtetést vonhatunk le a kapott adatokból: egyrészt a DWF beindulásának kritikus hőmérséklete, T_{hideg}^* kis mértékben függ T_{spot} értékétől; másrészt, a legmarkánsabb leáramlás a $T_{\text{hideg}} < T_{\text{hideg}}^*$ tartományban *nem* a legnagyobb T_{spot} értékhez tartozik. Ez a következmény összhangban áll a naiv feltételezéssel, miszerint a kellőképpen magas T_{spot} hőmérsékletek már gátolják a mélyvízkeletkezést, amint az jól megfigyelhető a 2.12.a



2.12. ábra. (a) A $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ rendparaméter viselkedése T_{hideg} függvényében, az T_{spot} aláfűtési hőmérséklet négy különböző értéke mellett. (b) Ugyanezen mennyiség függése a T_{spot} kontrollparamétertől, T_{hideg} három rögzített értéke esetén.

ábra piros görbájén ($T_{\text{spot}} = 32.5^\circ\text{C}$), a $T_{\text{hideg}} < 15^\circ\text{C}$ tartományban.

Az előbbi gondolatmenetet folytatva, a „kontrollparaméter-tér” ortogonális iránya mentén haladva megvizsgáltuk $\langle w \rangle_{\text{polar}}$ viselkedését egy szélesebb T_{spot} -tartományban is, T_{hideg} három rögzített értéke mellett (2.12.b ábra). Megállapítottuk, hogy mindaddig, amíg a meridionális hőmérsékletkülönbség ($T_{\text{meleg}} - T_{\text{hideg}}$) túlságosan kicsiny, a DWF még erőteljes aláfűtés mellett sem tudott beindulni, amint látható a 2.12.b ábra legfelső görbájén, melyhez $T_{\text{hideg}} = 20.78^\circ\text{C}$ „poláris”, és (mint minden esetben) $T_{\text{meleg}} = 32.00^\circ\text{C}$ „egyenlítői” relaxációs hőmérséklet tartozik.

Megfelelően nagy vízszintes hőmérsékletkülönbség esetén ugyanakkor azt tapasztaltuk, hogy a lokalizált aljzati hóforrás jelenléte serkentette a mélyvízkeletkezést, növelve a „poláris” tartományban a leáramlás vízhozamát. Az optimális aláfűtés-értékeket $T_{\text{hideg}} = 19.73^\circ\text{C}$ esetében $T_{\text{spot}}^{\text{opt}} = 28^\circ\text{C}$ -nak (ld.: a 2.12.b ábra középső görbéje), $T_{\text{hideg}} = 18.90^\circ\text{C}$ mellett pedig $T_{\text{spot}}^{\text{opt}} = 30^\circ\text{C}$ -nak (2.12.b ábra, alsó görbe) találtuk. Mindkét mérősortozat eredményei – összhangban a naiv érveléssel – tehát arra mutatnak, hogy a „meridionális” hőmérsékletgradiens különböző értékei mellett mindig található a lokalizált „hot spot”-nak olyan hőmérséklete, amely mellett a DWF intenzitása maximális.

2.4.5. Az elrendezés összevetése az óceánnal

Felmerül a kérdés, hogy a leegyszerűsített, laboratóriumi méretskálájú minimálmodel-lünk alapján levont következtetéseink mennyiben vihetők át a valódi óceáni áramlási rendszerre. Megjegyezzük, hogy korábbi, szintén numerikus szimulációkon alapuló tanulmányokban már tárgyalták mind laboratóriumi méretű [23], mind geofizikai skálájú [24]

rendszerekben az *egyenletes* aljzati fűtés hatását a cirkulációra. Azonban a *lokalizált*, „hot spot”-szerű geotermikus hőforrás esetét a lesüllyedési régió közelében legjobb tudomásunk szerint eddig egyedül az itt bemutatott kutatás vizsgálta.

Amennyiben analógiát állíthatunk föl a modellben bemutatott dinamika és az MOC között, az eredményeket úgy interpretálhatjuk, hogy a jelenlegi éghajlati viszonyok mellett az Egyenlítő és az Északi Sark közötti hőmérsékletkülönbség nem elégséges ahhoz, hogy megfelelően magas szélességen egy kiterjedt, nagy zonális távolságokat átfogó mélyvízkeletkezési tartomány alakuljon ki. Ahhoz azonban elég nagy lehet a meridionális hőmérséklet-gradiens, hogy lehetővé tegye a DWF bekövetkezését néhány olyan régióban, amely kellőképpen magas szélességen fekszik és az átlagosnál nagyobb aljzati geotermikus hőfluxust mutat, hiszen ekkor előállhat a mélyvízkeletkezéshez feltétlenül szükséges függőleges sűrűség-instabilitás. Amennyiben helytállónak bizonyul, az itt bemutatott gondolatmenet újszerű magyarázatot szolgáltathat arra, hogy az atlanti-óceáni MOC működése miért reagált olyannyira érzékenyen a klimatológiai paraméterek változékonyságára az elmúlt évezredek során [12], s egyúttal érvvel szolgálhat a csendes-óceáni vízszüllyedési régiók hiányának magyarázatához is.

Hasonlítsuk össze elsőként a valódi óceánra jellemző felszíni és aljzati hőfluxus-értékeket a modellünben tapasztaltakkal! A peremeken relaxáló hőmérsékleti peremfeltételeket róttunk ki (2.10), így a (2.3) egyenlettel analóg módon felírt egyensúlyi felületi hőáram így írható (W/m^2 egységekben):

$$Q = -\frac{\rho_0 c_p \delta z}{\tau} (T^{\text{asympt}}(x, z) - T_{\text{relax}}(x, z)), \quad (2.13)$$

ahol $T^{\text{asympt}}(x, z)$ a kváziegyensúlyi állapotban a perem adott pontján beálló hőmérséklet, a ρ_0 a referenciasűrűség, c_p az izobár fajhő (értékeik megegyeznek a (2.3)-beliekkel), a relaxációs idő pedig $\tau = 2100$ s, akárcsak (2.10)-ben. A hődiffúziós együttható ($\kappa = 1.4 \cdot 10^{-7} m^2/s$) és τ dimenzióanalízissel könnyen láthatóan megadja a hőátadás karakterisztikus hosszúságskáláját is: $\delta z = \sqrt{\kappa \tau} \sim 0.01$ m. Amennyiben nem differenciáltan fűtenénk az elrendezést, határesetben $T^{\text{asympt}} \equiv T_{\text{relax}}$ alakulna ki, tehát ekkor az egyensúlyi állapotban nem detektálnánk semmilyen hőfluxust ($Q = 0$). A jelen áramlási rendszerben azonban a dinamika bonyolultabb, így az egyensúlyi állapotban is folytonos hőátadás mérhetünk a kád bizonyos peremein.

A 2.13 egyenlet segítségével tehát a közel egyensúlyi $T^{\text{asympt}}(x, z)$ értékek kiolvasása alapján megkaphattuk a keresett hőfluxusokat. A tipikus *felszíni* értékek minden futtatás esetében a $Q \sim 100 W/m^2$ -es nagyságrendbe estek (a pontos érték természetesen a vízszintes koordinátának, valamint a T_{hideg} és T_{spot} rendparaméterek értékének függvénye). Az *aljzati* hőáram jellemző értéke a kád teljes hosszára kiátlagolva $0.01 W/m^2$ és

0.1 W/m^2 között változott a futtatások során. Amennyiben csak a „hot spot” környezetére átlagoltunk, a Q hőfluxus 0.01 W/m^2 és 10 W/m^2 között mozgott, T_{spot} mindenkori értékétől függően. Bár természetesen elmondható, hogy az átfogóbb dinamikai leírás érdekében a realiztikusnál jóval szélesebb intervallumban vizsgáldtunk, tény, hogy a valódi óceánban tapasztalt hőáram-értékek mind a felszínen, mind az aljzaton a modellünkben vizsgált paramétertartományba estek (emlékeztetőül: az óceán esetében az átlagos felszíni besugárzás 50 W/m^2 és 300 W/m^2 között változik a földrajzi szélesség függvényében, míg az aljzati hőfluxus átlagos értéke 0.05 W/m^2 , a DWF régiókban pedig 0.12 W/m^2).

Habár, mint láttuk, az egyensúlyi hőfluxusok tekintetében a két rendszer hasonlít, megjegyezzük, hogy a valódi óceán modellezésekor korántsem volna szerencsés az aljzat esetében ugyanazt a τ relaxációs időskálát alkalmazni, mint a felszínen. Mint már említettük, a turbulens keverés révén a hőátadás az atmoszféra és az óceán legfelső rétege között nagyságrendekkel hatékonyabb, mint a mélyóceán és az aljzat közötti hőcsere. A (2.3)-ben is felhasznált empirikus $\tau \sim 30$ napos időskála kizárólag e felső réteg viselkedését paraméterezi megfelelően. Mi a jelen munka során egy laboratóriumi méretskálájú kísérleti elrendezést modelleztünk, s így azzal a teljesen plauzibilis feltevéssel élhattünk, hogy a kád peremei között ebből a szempontból nincsen lényeges különbség. A jövőbeli realiztikusabb óceáni szimulációk során célszerűbb lesz a T_{relax} relaxációs hőmérséklet helyett magát a Q hőáramot peremfeltételként előírni az alsó peremen.

További lényeges eltérést jelent, hogy modellünkben nem vettük tekintetbe a párolgás szerepét, azaz a szalinitás (2.1) szerinti hatását a folyadék sűrűségére. Azt várhatjuk, hogy mivel a vízfelszínen észak felé áramló folyadékelemek sűrűségét a hűlés mellett sótartalmuk is tovább növeli, ezért a szalinitás figyelembe vételével még intenzívebb mélyvízkeletkezést tapasztalnánk. Ez azt is jelenti, hogy a sarki hőmérséklet növekedése két hatásmechanizmuson keresztül is képes a teljes mélységű leáramlás ellenében hatni: egyfelől csökkentve a meridionális hőmérsékletkülönbséget, másfelől az óceánba olvadó (édesvízi) jég által csökkentve a felszíni szalinitást. A tény, hogy a leáramlás még az extrém felszíni sótartalom jelenlétében is csupán a „hot spot”-ok környezetére korlátozódik, még inkább felhívja a figyelmet a rendszer érzékenysége a környezeti változók kicsiny perturbációival szemben.

Míg a megnövekedett felszíni szalinitás serkenti, egy erőteljes függőleges sótartalom-gradiens jelenléte gátolhatja az aláfűtés destabilizáló hatását. A szalinitás az óceánban egyre mélyebbre merülve (a párolgásnak kitett felszíni keveredési réteget leszámítva) monoton nő, így az ezáltal fellépő sűrűség-növekedés elméletileg ellensúlyozhatná a geotermikus hő miatti aljzati hőtágulást. Megvizsgálva az óceánok jellegzetes sűrűségprofiljait (ld. 2.7. ábra) azonban azt tapasztaljuk, hogy a mélységi rétegek szalinitás szempontjából lényegében homogénnek tekinthetők, és a mérési adatok alapján [25] a szubpoláris régióban sehol sem található olyan meredek szalinitás-gradiens, mely képes lenne „ellene tartani”

az extra aláfűtésből származó (2.4) alapján megbecsült járulékos hőmérsékletgradiensnek. Összességében tehát azt mondhatjuk, hogy a realiztikusabb óceánmodellekben is hasonló jellegű dinamikát várnánk.

A sőtartalom figyelmen kívül hagyását modellünkben a kontrollparaméterek számának minimalizálásán kívül az is indokolta, hogy eredményeinket validációs céllal későbbi laboratóriumi kísérletekkel kívánjuk majd összevetni. Egy laboratóriumi elrendezésben azonban nem lehetséges a dinamika párolgás- és hőtágulás-hajtotta részének szimultán leskálázása, meg kell elégednünk egyetlen sűrűségbefolyásoló mechanizmus vizsgálatával. A következő alfejezetben bemutatjuk a DWF vizsgálatára megalkotott laboratóriumi elrendezésünket, és előkísérleteink néhány eredményét.

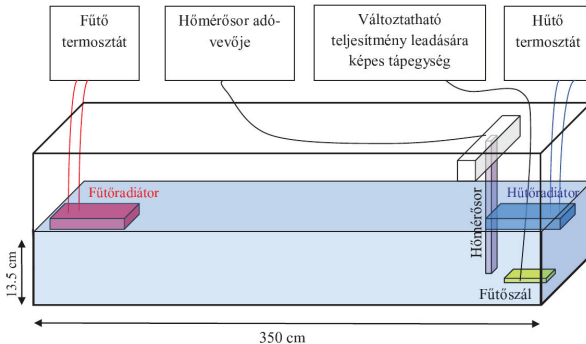
2.5. A laboratóriumi kísérlet

A Kármán Környezeti Áramlások Laboratóriumában lefolytatott előkísérleteink célja a megfigyelt áramlási módusok kvalitatív összehasonlítása volt a numerikus eredményekkel. Az itt bemutatásra kerülő vizsgálatok egy majdani, pontosabb mérési módszerekkel használó és nagyobb kádban zajló kísérletsorozat előképének tekinthetők.

2.5.1. A kísérleti elrendezés és a mérés módszerei

Kísérleteinket egy 3,5 m hosszú és 21 cm széles üvegcsőben végeztük, melyet 15 cm magasságig szobahőmérsékletű csapvízzel töltöttünk fel. A rendszer sematikus vázlatát a 2.13. ábrán tekinthetjük át. A vízfelszíni fűtést és hűtést a medence két végénél egy-egy vörösrézről készült folyadékűtéses radiátorral biztosítottuk. A fűtő („egyenlítői”) oldal radiátorában forró vizet, a hűtő („poláris”) oldaliban pedig alacsony olvadáspontú monoetilén-glikolt keringettünk termosztátok segítségével. Az aktív (számítógépes) vezérlésű termosztátok jellemzően mintegy 0.1°C pontossággal tartották a számukra előírt hőmérsékletet, jól megvalósítva a gyakorlatban a (2.10) jellegű relaxációs peremfeltételt. A lokalizált aljzati hőbetáplálást egy $23 \times 5 \text{ cm}^2$ -es téglalap alakú felületre tekert fűtőhuzal biztosította, mely egy elektromos tápegységre kötve maximálisan $P = 35 \text{ W}$ hőteljesítmény leadására volt képes. A kádat fölülről lezártuk, hogy elkerüljük a párolgás következtében fellépő veszteségeket, azaz anyagtranszport szempontjából zárt rendszert kapjunk.

A hőmérsékleti peremfeltételek bekapcsolása után nagyságrendileg egy teljes napot vártunk arra, hogy a rendszer elérje kvázistacionárius áramlási állapotát, s a méréseket csak ezt követően kezdtük meg. Célunk az volt, hogy kvalitatív képet kapjunk a sebségtér jellegéről az elrendezésben. Ebből a célból a kádban lévő vízzel közel azonos



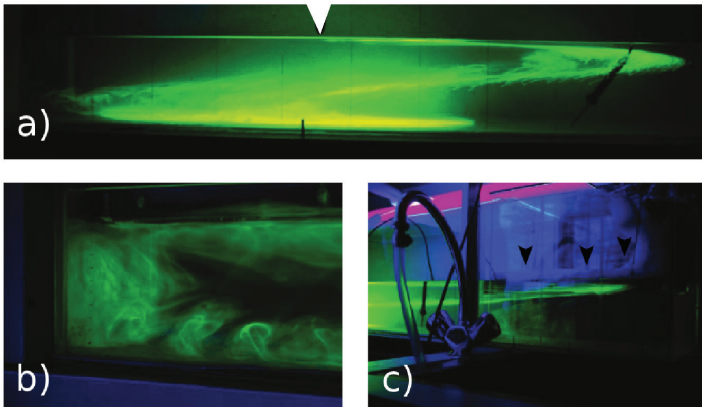
2.13. ábra. A kísérleti elrendezés sematikus rajza.

sűrűségű ételfestéket, illetve ultraibolya fényben fluoreszkáló uranin szemcsékkel dústított csapvizet fecskendeztünk be függőleges festékoszlopok formájában a kád közepére. Ezt követően adott időközönként fényképfelvételeket készítettünk az oszlopok alakváltozásairól, ebből következtetve – digitális képkéértékelést követően – a vízszintes sebesség $u(z)$ magasságprofiljára.

2.5.2. Kísérleti eredmények

A numerikus eredmények „illusztrációjaként” először megvizsgáltuk a *teljes mélységű konvekció* áramlási képét. Ebben a kísérletben az aljzati „hot spot”-ot nem kapcsoltuk be, kizárólag a felszíni differenciális fűtéssel hajtottuk a rendszert. Az aljzat és az oldalfalak mellett a folyadék tehát ekkor a szobahőmérséklet $T_0 = 23^\circ\text{C}$ -os értékéhez relaxált, míg a termosztátokat $T_{\text{meleg}} = 35^\circ\text{C}$ -ra illetve $T_{\text{hideg}} = -10^\circ\text{C}$ -ra állítottuk be. A 2.14.a ábra a közepén (a függőleges fehér nyílal jelölt helyen) befecskendezett uranin szétterjedése utáni elhelyezkedését mutatja, melyen jól látszik, hogy valóban a teljes vízmélységet átfogó egy-cellás áramlási (DWF) módusban találjuk a rendszert. Sandström tétele értelmében tehát ekkor az elsődleges hőforrás szerepét a szobahőmérséklethez relaxáló aljzat tölti be. A 2.14.b ábra mutatja az „egyenlítői” oldalon tapasztalható feláramlást, a 2.14.c ábrán pedig kivehető a hűtőradiátoron képződő *jég* is, jelezve, hogy a „poláris” régió felszínén $T_f = 0^\circ\text{C}$ körüli hőmérséklet uralkodik.

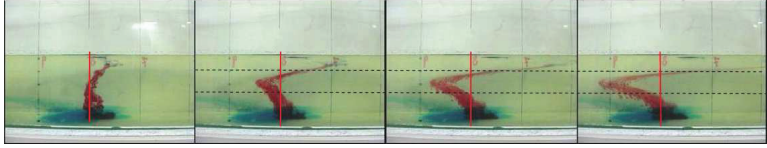
A következő képsoron (2.15. ábra) egy másik kísérlet során készült fényképsorozatot láthatunk, amelyben a kontrollparaméterek értékei $T_0 = 28^\circ\text{C}$, $T_{\text{meleg}} = 35^\circ\text{C}$ -ra illetve $T_{\text{hideg}} = 25.5^\circ\text{C}$ voltak. Ismét egy napon keresztül relaxáltattuk az elrendezést mielőtt



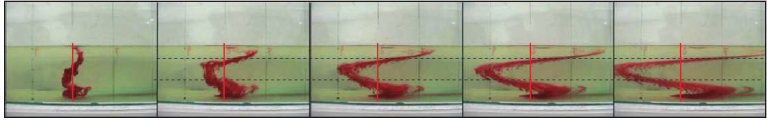
2.14. ábra. Felvételek a teljes mélységű áramlást vizsgáló mérésről. A kezdetben a kád közepén függőleges festékoszlop formájában befecskendezett UV fluoreszcien jól mutatja a vízszintes sebességprofil jellegét (a), valamint az „egyenlítői” régióban a fal közelében történő föláramlást (b). Mindeközben a „vízsüllyedési régióban”, a hűtőradiátor felületén jegesedés figyelhető meg, mely képünkön igen halvány, ám nyilakkal jelöltük (c).

mérni kezdtünk. A választott peremfeltételek ezúttal nem bizonyultak elégségesnek teljes mélységű áramlás beindításához, amit jól érzékeltet, hogy a képsoron a festékoszlop alja gyakorlatilag nyugalomban marad, az intenzív áramlás csupán a medence legfölső tartományára terjed ki (vö. a 2.10.a ábra áramfüggvényével).

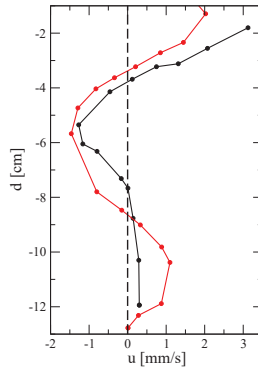
Az első fényképsorozat elkészítése után működésbe hoztuk a „hot spot”-ot, 12 V feszültséget kapcsolva rá. A fűtőszál ekkor a maximális $P = 35 \text{ W}$ teljesítményt adta le, mely a fűtőtest méretét figyelembe véve mintegy $Q = 3000 \text{ W/m}^2$ lokalizált aljzati hőfluxust jelent. Az aláfűtés bekapcsolása után két órával újabb felvételsorozatot készítettünk, hogy megfigyeljük a perturbáció hatását az áramlási képre (2.16. ábra). Jól látható, amint a korábban mozdulatlan aljzatközei tartományban a „hot spot” által keltett vízszintes hőmérsékletgradiens hatására a felszínivel megegyező irányú áramlás indult meg, azaz a perturbáció bekapcsolása egy kétcellás vízkörzés állapotába billentette át a rendszert (vö.: 2.10.e ábra). A 2.17. ábrán, mely a két képsorozat alapján számított $u(z)$ sebességprofilokat mutatja, jól érzékelhetők az eltérések. Vegyük észre, hogy az aláfűtés



2.15. ábra. Négy pillanatfelvétel a DWF nélküli áramlási módust vizsgáló kísérletünkben. A festékoszlop kezdeti pozícióját piros függőleges vonal jelöli. Jól látható, hogy a felső tartomány heves áramlásaihoz képest az aljzatközeli víztömegek nyugalomban vannak.



2.16. ábra. Az előző ábrához hasonló jellegű sorozat, mely aláfűtés jelenléte mellett készült, az előzővel megegyező felszíni peremfeltételek mellett. A „hot spot” bekapcsolásával markáns aljzati áramlás indult be, mely a felszínközeli cella behatolási mélységére is hatást gyakorolt.



2.17. ábra. A 2.15. és 2.16 ábrák felvételei alapján meghatározott u vízszintes sebességértékek a d vízmélység függvényében. A fekete görbe az aláfűtés-mentes, a piros pedig a „hot spot” bekapcsolását követő stabil állapotot mutatja.

esetben a profil zérushelye is szignifikánsan (mintegy 1 cm-nyit) lejjebb tolódott. Tehát a „hot spot” bekapcsolása közvetve a felső cella függőleges kiterjedésére is hatást gyakorolt.

A bemutatott előzetes laboratóriumi eredmények kvalitatíve hasonló dinamikát tárnak elénk, mint amellyel a numerikus szimulációk során találkoztunk. Sikeriült előidézniük mind a felszíni (DWF-mentes), mind a teljes mélységű áramlási módusokat, és azt is megmutattuk, hogy a lokalizált aláfűtés valóban észlelhetően megváltoztatja az áramlási képet és hozzásegíthet a „poláris” vízsüllyedés behatolási mélységének növekedéséhez.

3. fejezet

Belső hullámok rezonáns keltése aljzati akadályokkal

3.1. Rezgések és hullámok rétegzett közegekben

Földünk óceánjai *rétegzett* hidrodinamikai közegek. A mélységgel rendszerint növekszik a víz sótartalma és csökken a hőmérséklete; mindkét hatás a sűrűség növekedéséhez vezet (ld. 2.7. ábra). Tekintve, hogy a koncentráció- és hődiffúzió időskálája a folyadékot mozgásba hozó külső mechanikai hatások (pl. felszíni széllekeések, árapály) jellemző időtartamánál lényegesen hosszabb, joggal feltételezhetjük, hogy az egyensúlyi helyzetükből kimozdított folyadékelemek megtartják sűrűségüket. Ennek következtében a rétegzett közegben függőlegesen kitérített részecskére mindig elmozdulásával ellentétes irányú felhajtóerő hat, mely függőleges oszcillációhoz vezet. A rezgés N frekvenciáját, a *Brunt-Väisälä-frekvenciát* a sűrűségprofil gradiense határozza meg:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \left| \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|}. \quad (3.1)$$

A felhajtóerő-keltette rezgés csoportos megfelelője a *belső hullám*, melyben a függőleges oszcilláció a fázis vízszintes terjedésével is társul. Ilyen belső hullámok alakulhatnak ki például aljzati akadályok mögött, melyek függőleges kitérésre kényszerítik a fölöttük áthaladó háttéráramlást. Ennek a jelenségnek klasszikus példáját szolgáltatja a Gibraltári-szoros, melynek aljzati küszöbe az árapály következtében az Atlanti-óceán és a Földközi-tenger között áramló víztömegekben kelt belső hullámokat (3.1. ábra). Amint a Bevezetőben már említettük, az árapályhajtotta belső hullámok lényeges szerepet játszanak a Nagy Óceáni Szállítószalag (Great Ocean Conveyor – GOC) működtetésében, hiszen turbulens keverő hatásuk a függőleges hő- és anyagtranszport mechanizmusának rendkívül fontos

eleme.

Még egy pillantást vetve a 2.7. ábra sűrűségprofiljaira megállapíthatjuk, hogy igen markánsan elkülönül a legfölső, mintegy 50-100 métert átfogó keveredési réteg, illetve a gyakorlatilag homogén sűrűségűnek tekinthető mélyóceán. Különösen érdekesek azok a természeti elrendezések, melyek esetében a rétegek közötti határ még élesebb. Ilyen sűrűségprofilokat találhatunk például jégvájta tengeröblök, fjordok közelében, ahol az alsó sós tengervíz-rétegre szinte keveredés nélkül fölfekszik a gleccserből lassan alácsordogáló édes olvadékvíz. Néhány jellegzetes (különböző kanadai fjordokban mért) szalinitás-profil mutat a 3.2. ábra. Az ilyen esetekben célszerű a belső hullámok terjedésének vizsgálatakor a *kétréteg-közelítést* alkalmazni, mely lényegesen leegyszerűsíti a jelenségek leírását.

3.2. Belső hullámok sekély kétrétegű rendszerekben

Tekintsünk egy sík aljzaton fekvő, kétrétegű közeget! Legyen $H \equiv H_1 + H_2$ a nyugalmi vízmélység, melyben H_1 az alsó, H_2 pedig a felső, kisebb sűrűségű réteg vastagsága. Mind a felszínen, mind a belső réteghatáron terjedhetnek hullámok, így a rétegek tényleges h_1 és h_2 vastagsága térben és időben is változik. A felszín alakjának eltérését a nyugalmi helyzettől jelölje η , a belső réteghatár kitérését pedig χ . Az felszín $\eta(\vec{r}, t)$ és a réteghatár $\chi(\vec{r}, t)$ alakját a két rétegre külön-külön felírt hidrodinamikai mozgásegyenletek hullám-megoldásaiként kaphatjuk meg, melyek között a

$$h_1 = \chi + H_1; \quad h_2 = \eta - \chi + H_2, \quad (3.2)$$

geometriai kényszer teremt kapcsolatot.

A *sekélyfolyadék-közelítés* azon a felismerésen alapszik, hogy a vizsgált áramlási rendszer vízszintes mérete sokkal nagyobb a függőleges kiterjedésénél. A kontinuitási egyenlet skálaanalízise útján könnyen belátható, hogy az ilyen elrendezésekben mindkét rétegben a jellemző u_i vízszintes sebességek mellett a w_i függőleges sebességek elhanyagolható nagyságúak ($i = 1, 2$, a fenti konvenciónak megfelelően). Ekkor az anyagmegmaradás így fejezhető ki:

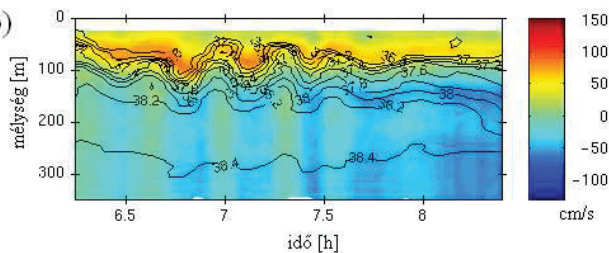
$$\frac{dh_i}{dt} = -h_i \frac{\partial u_i}{\partial x}, \quad i = 1, 2. \quad (3.3)$$

A függőleges sebességek kicsinysége miatt azt is feltételezhetjük, hogy a rendszer függőleges irányban mindvégig hidrosztatikus egyensúlyban marad. Mivel mindkét réteget homogén sűrűségűnek tekintjük, a rétegekben fellépő δp_i nyomáseltéréseket közvetlenül kifejezhetjük a folyadékoszlopok függőleges kitérésének segítségével. Ekkor $\delta p_1 = \rho_1 g \chi + \rho_2 g \eta$ illetve $\delta p_2 = \rho_2 g \eta$ érvényes. Az előző fejezetben tárgyalt Boussinesq-közelítésnek megfelelően ezúttal is feltételezhetjük, hogy a két réteg közti $\Delta \rho \equiv \rho_1 - \rho_2$ sűrűségkülönbség

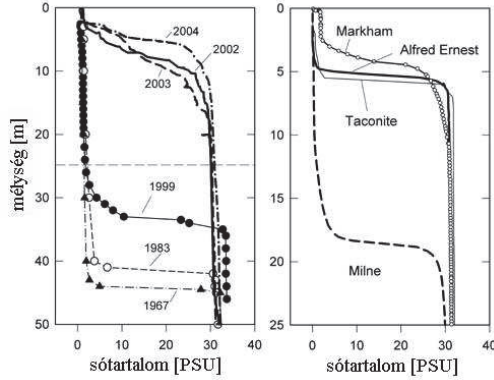
a)



b)



3.1. ábra. a) Markáns belső hullámok jelenlétére utaló kicsiny vízfelszín-kitérések a Gibraltári-szorosnál, műholdas radarfelvételen. Forrás: <http://envisat.esa.int> b) Helyszíni mérőssorozat, melyet a Gibraltári-szorosnál rögzítettek belső hullámok áthaladása-kor. A színskála a vízszintes sebességet jelöli, a kontúrvonalak pedig a szalinitás értékeit mutatják, PSU egységekben. Forrás: <http://www.burkard.baschek.info/>



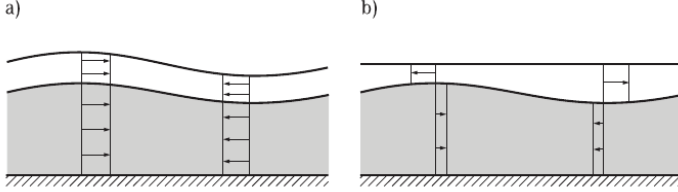
3.2. ábra. Különböző kanadai fjordoknál fölvett szalinitásprofilok. Balra: az észak-kanadai Disraeli Fjord szalinitásprofiljának időfejlődése 1967 és 2004 között. Jobbra: négy másik kanadai fjord szalinitásprofilja (2004-ből). Minden esetben élesen elkülönül az aljzati sós és a felszíni édesvízi réteg. Forrás: <http://archimede.bibl.ulaval.ca/archimede/>

sokkal kisebb a sűrűségek értékénél. A jelen gondolatmenet szempontjából eltekinthetünk a belső súrlódás szerepétől is, hiszen az általunk vizsgált méret- és sebességtartományban a hidrodinamikai mozgásegyenlet $\nu \nabla^2 \vec{u}$ viszkózus tagja nem ad számottevő járulékot. További egyszerűsítést jelent, hogy ezúttal is csupán kétdimenziós áramlásokkal foglalkozunk. Mindezek után a két rétegre fölírt mozgásegyenletek így alakulnak:

$$\frac{du_1}{dt} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - g' \frac{\partial \chi}{\partial x}, \quad \frac{dw_2}{dt} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (3.4)$$

ahol $g' \equiv g \Delta \rho / \rho_0$ a sűrűségugrás hatását tartalmazó, az alakú hasonlóság érdekében bevezetett *redukált gravitációs gyorsulás*. Megjegyzendő, hogy a bal oldalon szereplő teljes deriváltakban nem szerepel a $(w_i \partial u_i / \partial z)$ tag, hiszen w_i kicsinsége mellett azt is feltehetjük, hogy a $t = 0$ időpillanatban $\partial u_i / \partial z \equiv 0$ érvényes. A (3.4) egyenleteket az anyagmegmaradás (3.3) alakú kifejezésével együtt *kétrétegű sekélyfolyadék-egyenleteknek* nevezzük.

Feltételezve, hogy a függőleges kitérések mindkét határfelületen kicsik a rétegvastagságokhoz képest, azaz $\eta \ll H$ és $\chi \ll H_1$, továbbá, hogy a hullámhosszak lényegesen nagyobbak a rétegvastagságoknál, az egyenletrendszernek két eltérő jellegű lineáris hullámmegoldás-osztályát találhatjuk. Az első eset annak felel meg, amikor a vízszintes sebességek mindkét rétegben olyan nagyok, hogy az áramlási képen a rétegzettség ha-



3.3. ábra. Kis amplitúdójú, lineáris hullámok két osztálya. a) Barotróp módus: azonos fázis, azonos áramlási irány és sebesség. b) Baroklin módus: ellentétes fázis, ellentétes irányú, nem egyenlő nagyságú áramlási sebességek. Az alsó réteg felszínének hullámozása jóval erősebb a felsőénél. Forrás: [19]

tása lényegében elhanyagolható; ekkor a hullámok terjedési sebessége mind az alsó, mind a felső rétegben:

$$c_0 = \sqrt{gH}. \quad (3.5)$$

A közegethatárok ekkor azonos fázisban és közel megegyező amplitúdóval mozognak, a vízszintes áramlási sebességek nagysága és iránya a két rétegben jó közelítéssel azonos. Ezt nevezzük a belső hullámok *barotróp módusának*, mely gyakorlatilag megegyezik az egyrétegű sekélyfolyadék-egyenlet felszíni hullámmegoldásával (3.3.a ábra).

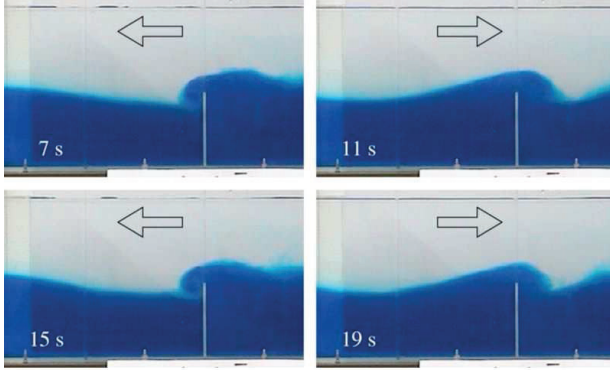
A második megoldás c_0 -nál kisebb fázissebességet ad, amely g'/g rendű korrekciók erejéig így írható [19]:

$$c_1 = \sqrt{g' \frac{H_1 H_2}{H}}. \quad (3.6)$$

Ebben az esetben a két rétegben fellépő áramlások sebességei mind előjelükben, mind abszolút értékükben különböznek; ellentétes irányúak, és nagyságuk a hozzájuk tartozó rétegvastagságokkal fordítottan arányos. A felszíni és a belső amplitúdók viszonyából látható, hogy az alsó réteg hullámozása sokkal erőteljesebb a felszínénél (3.3.b ábra). Érdeemes megjegyezni, hogy a két amplitúdó előjele szintén ellentétes; hullámvölgyhöz hullámhegy tartozik és fordítva. Ezt a belső hullámok *baroklin módusának* nevezzük. Vegyük észre, hogy g' kicsisége miatt c_1 általában kisebb c_0 -nál; a baroklin hullámozás időskálája tehát jóval nagyobb lehet a barotrópénál.

3.3. A barotróp-baroklin transzfer

A baroklin és barotróp módusok független megoldásai a dinamikai egyenleteknek, egy aljzati domborzat nélküli medencében „külön életet élnek”, nem adnak át számottevő energiát egymásnak. Ha azonban egy küszöböt helyezünk el a medence alján, melynek



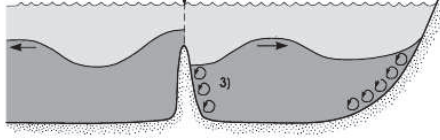
3.4. ábra. Barotróp-baroklin transzfer egy laboratóriumi elrendezésben. Míg a képek tetején látható vízfelszíni „tölengés” kicsiny amplitúdója folytán gyakorlatilag láthatatlan, az alsó réteggel azonos magasságú akadály pereménél markáns örvények jelennek meg. A nyilak a felső rétegbeli áramlás aktuális irányát jelölik. Forrás: [26]

magassága összemérhető az alsó réteg vastagságával, lehetségessé válik, hogy a barotróp hullámzás által keltett áramlás baroklin hullámokat keltsen a réteghatáron. A jelenség neve *barotróp-baroklin transzfer*, és lényege a következő: ha valamilyen felszíni perturbáció hatására barotróp hullámok ébrednek a rendszerben, a (3.4) egyenletek értelmében a vízfelszín η alakja a teljes vízmélységben közel azonos sebességű áramlást keltene, azonban az alsó rétegben az akadály közelében a vízszintes mozgás gátolva van, s ekkor a réteghatáron fellépő sebességkülönbség deformálja χ alakját, megfelelő kezdőfeltételt biztosítva a baroklin hullámzáshoz.

A jelenség egy érdekes példáját szemlélteti a 3.4. ábra képsora, mely egy korábbi, szintén a Kármán Laboratóriumban végzett kísérletsorozatunk [26] során készült. Ebben az elrendezésben az $L = 2.5$ m hosszú kád felszínén mintegy 3-4 mm-es amplitúdójú állóhullám-szerű mozgást gerjesztettünk, s az aljzati gátat a kád közepénél helyeztük el. A geofizikai méretskálán ezt a fajta, a medence vízszintes kiterjedésével összemérhető hullámhosszú módot *tölengés* (a nemzetközi szakirodalomban: *seiche*) névvel illetik. Tölengés rendszerint szélnyírás vagy az árapály hatására alakul ki tavak és félig zárt tengeröblök felszínén. A barotróp tölengés alapharmonikusának periódusideje sekélyvíz-közelítésben így adható meg:

$$T = \frac{2L}{c_0}. \quad (3.7)$$

Az állóhullámzás jellegéből fakadóan az egymást követő félperiódusokhoz váltakozó irányú



3.5. ábra. A barotróp-baroklin transzfer jelensége a svédországi Gullmar-fjordban. A kicsiny amplitúdójú állóhullámok (barotróp tölengések) által kiváltott belső áramlás az aljzati küszöbbel kölcsönhatásba lépve szabad baroklin hullámmzást indít be a belső réteghatáron. Forrás: [28]

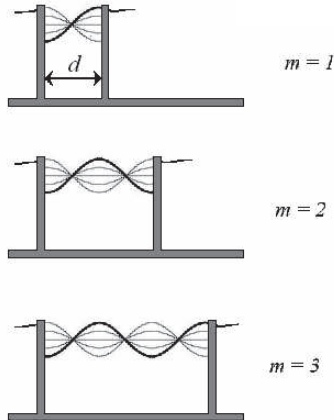
vízszintes áramlás társul a felső rétegben. Az alsó rétegben a közeg mozgását blokkoló függőleges küszöb pereménél a vízszintes sebességkülönbség hatására minden félperiódusban egy, a Kelvin-Helmholtz instabilitás hullámaira emlékeztető [27], ám helyhez kötött örvény alakul ki, mégpedig a felső rétegbeli vízszintes áramlásnak megfelelően „szélárnyékos” oldalon. Az egy adott irányban T időközönként megjelenő örvények periodikusan perturbálják a réteghatár alakját, belső (baroklin) hullámterjedést gerjesztve. Sekélyvíz-közelítésben maradva, a baroklin hullámok fázissebessége (3.6) értelmében c_1 , tehát a *felszíni* gerjesztés hatására kialakuló *belső* hullámok hullámhossza $\lambda = c_1 T$ alapján becsülhető. A 3.4. ábra képein is látható, hogy e baroklin hullámok amplitúdóját a peremnél kialakuló örvény átmérője, azaz végső soron a gát fölötti áramlás sebessége határozza meg.

Természetesen nem csupán a laboratóriumban valósulhat meg barotróp-baroklin transzfer; a bemutatott kísérletéhez nagyon hasonló dinamikát figyeltek meg számos természetes elrendezésben, például a norvégiai Gullmar-fjord kijáratánál [28], melynek vázlatos keresztmetszeti képét a 3.5. ábrán tekinthetjük át.

A gerjesztési mechanizmus ismeretében adódik az ötlet, hogy vizsgáljuk meg egy hasonló rendszer viselkedését *két* egyforma, egymástól d távolságra elhelyezett aljzati akadály jelenlétében. A naiv várákozás szerint a két küszöb által keltett belső hullámok konstruktív interferenciába léphetnek egymással, amennyiben d a $\lambda/2$ félhullámhossz valamely egész számú többszörösével egyenlő (3.6. ábra). Ekkor tehát az első ilyen erősítésnek megfelelő D_{res} távolság így fejezhető ki:

$$D_{\text{res}} \equiv \frac{T \cdot c_1}{2}. \quad (3.8)$$

Ez egy rezonancia-feltétel, melynek teljesülésekor ($d = D_{\text{res}}$ esetén) a két akadály által közrefogott tartományban a réteghatáron kialakuló állóhullám, azaz *belső tölengés* periódusideje (vö. a felszíni tölengésre adott (3.7) egyenlettel) megegyezik a külső gerjesztés T periódusidejével. Természetesen e kétküszöbös elrendezésnek is léteznek természeti megfe-



3.6. ábra. Két aljzati akadály közötti állóhullám-módusok sematikus rajza. T periódus-idejű gerjesztés mellett rezonáns erősítést a naiv elmélet alapján olyan d gáttávolságokra várnánk, melyekre: $2d = T \cdot c_1 \cdot m$ teljesül, ahol $m = 1, 2, \dots$. Mi a továbbiakban az $m = 1$ alpmódus esetével foglalkozunk.

lelői, például a Skandináv-félsziget fjordjai között (ezúttal is) találhatunk nagyon hasonló aljzati domborzati viszonyokat [29].

Laboratóriumi és numerikus vizsgálataink során arra kerestük a választ, hogy a valóságban mekkora gáttávolság mellett következik be ténylegesen a maximális amplitúdójú belső hullámokat előidéző erősítés, valamint hogy milyen amplitúdójú és alakú hullámok ébrednek ekkor a rendszerben.

3.4. A laboratóriumi kísérlet

3.4.1. A kísérleti elrendezés

Kísérleteinket a Kármán Laboratóriumban folytattuk egy $L = 2.26$ m hosszú, 15 cm széles és 25 cm magas üvegből készült hullámkádban, melyet $H = 14$ cm magasságig töltöttünk föl vízzel. A közeg alsó, $H_1 = 8$ cm-es tartományát $\rho_1 = 1028$ kg/m³ sűrűségű sóoldat alkotta, melyet kék ételfestékkel színeztünk meg az adatgyűjtés és a feldolgozás megkönnyítése érdekében (ld.: következő alfejezet). A sós rétegre a keveredést minimalizálандó egy szivacson keresztül lassan csöpögtetve édesvizet rétegeztünk ($\rho_2 = 1000$

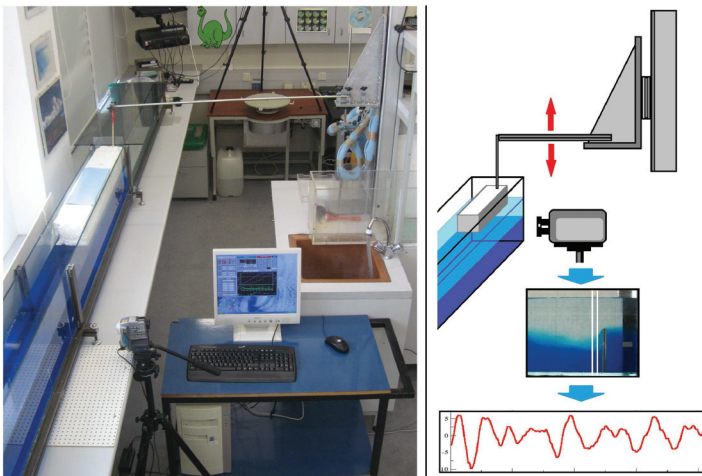
kg/m^3 ; $H_2 = 6 \text{ cm}$). Méréseink szerint a medence különböző régiói közötti hőmérséklet-különbségek 0.1 K nagyságrendűnek adódtak, így az ebből származó sűrűségkülönbségeket elhanyagolhattuk.

A medence közepén egy 5 mm vastagságú plexi akadályt helyeztünk el az aljzaton, melynek $h = 8 \text{ cm}$ magassága megegyezett a festés következtében élesen kirajzolódó réteghatár H_1 nyugalmi szintjével. A második, megegyező méretű küszöböt az előzőtől d vízszintes távolságra állítottuk be. A különböző mérések között e második akadályt mozgattuk, mégpedig a $d = [3; 45] \text{ cm}$ tartományban (az első akadály helyzete mindvégig változatlan maradt). A gerjesztésül szolgáló felszíni hullámokat egy 1.5 cm mélyen az édesvízi rétegbe merülő, 80 cm hosszúságú és 13 cm széles habszivacs hasáb függőleges irányú rezgetésével keltettük. A mérések uniformizálása céljából e periodikus perturbációt egy számítógépes vezérlésű mozgatógép segítségével biztosítottuk (az elrendezés fényképét és sematikus vázlatát a 3.7. ábrán láthatjuk). Az így ébredő baroklin felszíni hullámok jellemző amplitúdóját mintegy 0.3 cm -esnek mértük. A gerjesztés periódusidejét $T = (6.6 \pm 0.01) \text{ s}$ értékre állítottuk be, mely $\lambda_{\text{ext}} = T\sqrt{gH} \approx 7.7 \text{ m}$ sekélyvízi hullámhossznak felel meg; ez több mint háromszorosa medencénk L hosszának. A rétegvastagságok és a sűrűségviszonyok ($g' = g(\rho_1 - \rho_2)/\rho_2 \approx 0.3 \text{ m/s}^2$) ismeretében (3.6) szerint a T periódusidőhöz tartozó *belső* hullámhossz értéke $\lambda = Tc_1 \approx 0.67 \text{ m}$ -nek adódott, ismét a lineáris és sekélyvíz-közelítést alkalmazva. Ebből a becslésből a rezonanciátávolság elméleti értékére $D_{\text{res}} = \lambda/2 \approx 0.34 \text{ m}$ -t kapunk.

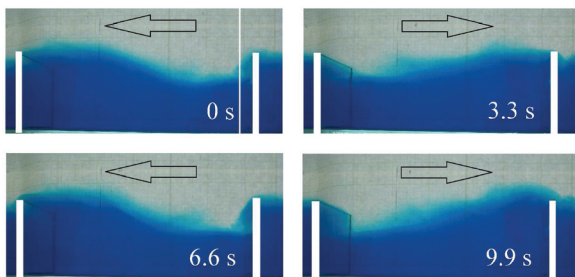
Habár a felszíni $A = 3 \text{ mm}$ -es amplitúdó a mozgásegyenletek linearizálásakor tett közelítésnek megfelelően valóban elhanyagolhatóan kicsiny a teljes $H = 14 \text{ cm}$ vízmélységhez képest, az ehhez társuló baroklin *belső* hullámok amplitúdójának – ugyanezen közelítésben érvényes – nagyságrendi becsléséből [30] kapott $A' \approx Ag/g'$ érték már összemérhető az alsó réteg $H_1 = 8 \text{ cm}$ -es vastagságával. Ebből arra következtethetünk, hogy a közelítés itt érvényét veszti: a rendszerben ébredő *belső* hullámok erősen *nemlineárisak*. Jól mutatja az A' *belső* amplitúdó nagyságát a 3.8. ábra, mely a küszöbök közötti régió baroklin (álló-) hullámait mutatja $d = 25 \text{ cm}$ -es gáttávolság mellett.

3.4.2. Mérési és kiértékelési módszerek

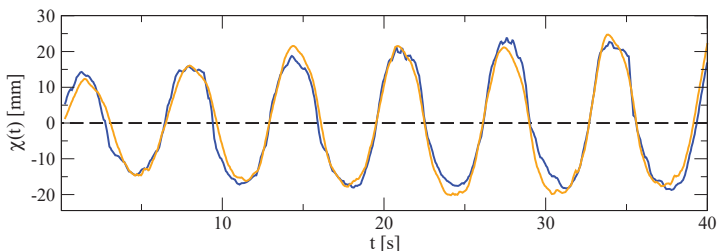
Az adatgyűjtés és -feldolgozás lépéseit a 3.7. ábra szemlélteti. A réteghatár mozgását a fix helyzetű küszöb közelében minden kísérlet során videokamerával rögzítettük, melyet a kád oldalfalára merőlegesen irányítottunk. A digitalizált videofelvételeket képkockákra vágtuk (a PAL szabványnak megfelelően ez másodpercenként 25 képet jelent), s a képeket további feldolgozásnak vetettük alá. A fix helyzetű küszöb közelében kiválasztottunk egy képpontoszlopot (helyét egy fehér vonal szemlélteti a 3.8. ábrán), s a színintenzitás-értékek alapján minden képkocka esetében meghatároztuk a réteghatár függőleges helyzetét a választott



3.7. ábra. A kísérleti elrendezés fényképe és sematikus rajza az adatgyűjtés lépéseinek vázlatával. A barotróp gerjesztést a számítógépes vezérlésű hullámkeltő gép biztosítja, a baroklin hullámok kitérés-idősorait pedig a réteghatár mozgásáról készült filmfelvételek egy kiválasztott képpont-oszlopának feldolgozása útján nyerjük ki.



3.8. ábra. Négy pillanatfelvétel a két küszöb közötti tartomány hullámairól $d = 25$ cm gáttávolság esetén. Feltüntettük az első képhez képesti relatív időadatokat (a gerjesztés periódusideje $T = 6.6$ s), illetve a felső rétegbeli áramlás aktuális irányát (vö.: 3.4. ábra) is. Az első képen szerepel egy függőleges vonal is, mely az adatkiértékeléshez választott képpont-oszlop helyét jelzi.



3.9. ábra. A réteghatár χ kitérésének időfüggése két kontrollkísérlet esetén, melyeket $d = 25$ cm gáttávolsággal folytattunk.

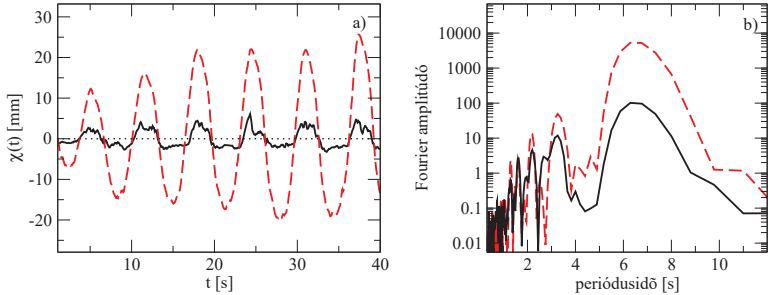
oszlopban. Az így kapott idősorokat használtuk föl a kiértékelés további fázisaiban.

Az itt bemutatásra kerülő adatokat egyetlen kádfeltöltés alkalmával végrehajtott tizenégy kísérlet során gyűjtöttük. A d gáttávolság értékét minden kísérletben különbözőnek választottuk, átfogva a már említett $d = [3; 45]$ cm-es tartományt. A mérések reprodukálhatóságának ellenőrzésére nagy hangsúlyt fektettünk, hiszen a kísérletek során ébredő hullámok hatására, illetve a mozgatható küszöb mérések közti áthelyezésekor fellépő turbulens keverés megváltoztathatja a függőleges sűrűségprofil alakját, mely szisztematikusan hibákhoz vezethet a mérési sorozatban. Ezért a tizenégy kísérletet követően megismételtük öt, véletlenszerűen kiválasztott mérést, és az ezekből nyert idősorokat összevetettük az eredeti sorozatban kapottakkal. A legnagyobb reprodukciós hibát – nem különösebben meglepő módon – épp azon elrendezés esetében kaptuk, melyben a legnagyobb amplitúdójú belső hullámok keltődtek. Ám még ebben az esetben is igen meggyőzőnek bizonyult az egyezés az eredeti és a megismételt mérés között (3.9. ábra).

A barotróp-baroklin transzfer intenzitásának d függvényében történő számszerű megadásához a réteghatár-kitérés idősorok empirikus *szórását* számítottuk ki minden kísérlet esetében (az idősorok egyenlő hosszúságúak voltak: időtartamuk 44 s volt, amely 1100 képkockának felel meg).

3.4.3. Kísérleti eredmények

A 3.10. ábrán két-két $\chi(t)$ réteghatár-kitérés idősort és azok Fourier-spektrumát láthatjuk, melyek a $d = 9$ cm-es és $d = 25$ cm-es gáttávolságokhoz tartoznak: előbbit folytonos fekete, utóbbit szaggatott piros görbe szemlélteti. Mindkét kísérlet esetében a legnagyobb spektrális amplitúdó a külső gerjesztés $T = 6.6$ s-os periódusidejéhez társul. Vegyük észre, hogy míg a spektrum legtöbb csúcsának intenzitása a két kísérletben nagyságrendileg megegyezik, a T periódusidő környezetében $d = 25$ cm esetén lényegesen nagyobb amplitúdót



3.10. ábra. A réteghatár-kitérés $\chi(t)$ idősorai (a), illetve azok Fourier-spektrumai (b) $d = 9$ cm (folytonos görbe) és $d = 25$ cm (piros szaggatott görbe) esetén.

észlelhetünk, mely egyértelműen rezonáns erősítés jelenlétére utal.

A réteghatár-kitérések σ szórását a d gáttávolság függvényében a 3.11. ábra mutatja. Megjegyezzük, hogy a görbén jelölt hibaintervallumokat úgy adtuk meg, hogy a legrosszabbul reprodukáló kísérlet eredeti és megismételt futtatásakor számolt σ értékek különbségének kétszeresét vettük. Egy tipikus, rezonanciagörbe-jellegű $\sigma(d)$ függést kapunk, melynek maximuma $d = 25$ cm-es mérőpont környékén található. Az adatokra háromparaméteres Lorentz-görbét illesztettünk, az alábbi alakban:

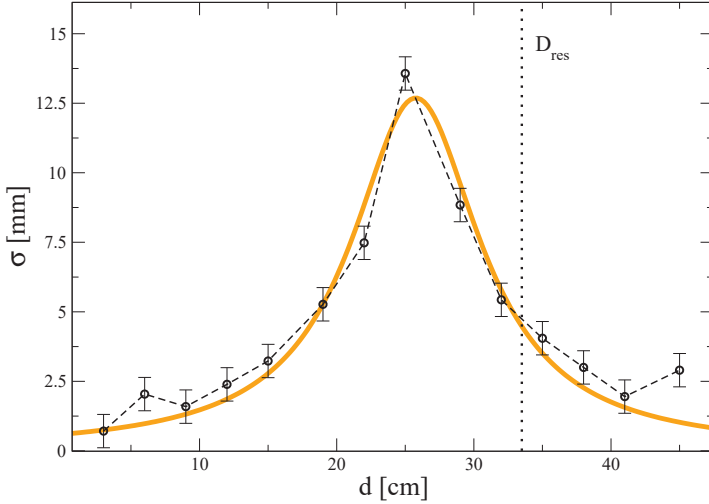
$$\sigma(d) = I \frac{\gamma^2}{(d - d_{\text{res}})^2 + \gamma^2}. \quad (3.9)$$

A regresszió eredményeként az alábbi értékek adódtak: $d_{\text{res}} = (25.8 \pm 0.3)$ cm, $I = (12.7 \pm 0.2)$ mm és $\gamma = (5.7 \pm 0.6)$ cm. A kapott paramétereknek megfelelő függvényalakot narancssárga folytonos görbe szemlélteti a 3.11. ábrán.

A függőleges pontozott vonal a 3.11. ábrán a (3.8) szerinti lineáris sekélyvíz-közelítésben kapott $D_{\text{res}} = 33.5$ cm rezonáns gáttávolságot mutatja, mely láthatóan szignifikánsan eltér a Lorentz-görbe d_{res} maximumhelyétől. Hogy mélyebben megértsük a tapasztalt viselkedés eltérését a naiv elmélettől, numerikus vizsgálatokba kezdtünk, melyeket a következő alfejezetben foglalunk össze.

3.5. Numerikus módszerek és eredmények

Az előző fejezetben bemutatott, az aljzati geotermikus hő hatását vizsgáló numerikus szimulációinkhoz hasonlóan a dinamikai egyenletek közelítő megoldásait ezúttal is az Advanced Ocean Modelling programcsomag [20] SOR módszeren alapuló szubrutinja segítségével



3.11. ábra. A réteghatár-kitérés idősorok σ szórása a d gáttávolság függvényében 14 kísérlet esetén. A függőleges pontozott vonal a maximális erősítés helyének lineáris elmélet szerinti $D_{\text{res}} = 33.5$ cm becsült értékét mutatja.

kerestük, kétdimenziós Arakawa-C rácson. A program *nem* a fentebb vázolt linearizált sekélyfolyadék-egyenleteket, hanem a Navier-Stokes és a kontinuitási egyenlet (2.5) és (2.8) szerinti „eredeti” alakját tartalmazta. Tekintve, hogy szimulációink percekben mérhető fizikai időt fogtak át, a sókoncentráció diffúziójának időskálája pedig jellemzően több napos, a (2.6) hővezetési egyenlettel analóg koncentrációdiffúziós egyenletet ezúttal nem vettük tekintetbe. A sűrűségre vonatkozó egyenlet ezért: $dp/dt = 0$.

A kísérleti vizsgálatban használt laboratóriumi kádát 201×26 darab identikus, $\Delta x \times \Delta z = 1.28 \text{ cm} \times 0.53 \text{ cm}$ méretű rácsponton modelleztük. A (2.6) mozgásegyenletben szereplő ν kinematikai viszkozitást homogén és izotrop konstansnak tekintettük, annak vízre vonatkozó „szokásos” molekuláris értékével: $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. A sebességmezőre minden fal és perem közelében tapadásmentes, a sűrűségtérre pedig természetesen beáramlásmentes peremfeltételeket róttunk ki. Előbbit azért tehetjük meg, mert rendszerünkben a Prandtl-féle lamináris határréteg jellemző vastagsága lényegesen kisebbnek adódik a szimuláció rácsméreténél.

A futtatás numerikus hibáját a sebességmező divergenciájának mérésével számszerűsítettük. Ehhez a divergenciának a gerjesztés T periódusidejével képzett dimenziótlan

kifejezését használtuk:

$$\delta = T \left(\frac{\Delta u}{\Delta x} + \frac{\Delta w}{\Delta z} \right), \quad (3.10)$$

ahol Δu és Δw rendre a vízszintes és függőleges sebességkomponensek különbségeit jelentik a szomszédos rácpontok között. Az eredményeket akkor fogadtuk el, ha δ értéke a futtatás teljes időtartama alatt és a vizsgált tartomány minden pontjában 0.0015 alatt maradt.

Lényeges eltérést jelent a valóságtól, hogy az általunk alkalmazott numerikus modell nem tette lehetővé a szabad vízfelszín mozgásainak (tehát a barotróp gerjesztésnek) közvetlen implementálását; szimulált medencénket fölülről egy „merek lap” zárta le. Épp ezért a gerjesztést (2.4) második egyenlete értelmében a vízszintes gyorsulás megadásával írtuk elő a rácpontok legfölső sorában. Feltételeztük, hogy a vízfelszín $T = 6.6$ s periódusidővel hullámszik, és $\eta(x, t)$ alakja egy $A = 3$ mm amplitúdójú, tölengés-szerű (koszinuszos jellegű) állóhullám alapl módusának felel meg, melynek duzzadóhelyei az $L = 2.57$ m hosszúságú medence két végénél találhatók. A felszínközeli régióban (3.4) alapján előáll $a(x, t)$ vízszintes gyorsulás akkor így írható:

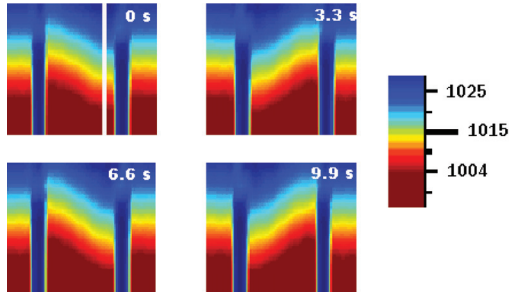
$$a(x, t) = -g \frac{2\pi}{L} A \sin \left(2\pi \frac{x}{L} \right) \cos \left(2\pi \frac{t}{T} \right), \quad (3.11)$$

ahol az x vízszintes koordinátát a medence bal oldali peremétől mértük. A kezdeti $\rho(z)$ függőleges sűrűségprofil kétréteg-közelítésnél realizitkusabb paraméterezése érdekében kezdőfeltételként az alábbi alakot írtuk elő a medence teljes hosszán:

$$\rho(z) = \rho_2 + \frac{\Delta\rho}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{H_1 - z}{l} \right) \right]. \quad (3.12)$$

Itt $\rho_2 = 1000$ kg/m³ a már említett referenciasűrűség, $\Delta\rho = 28$ kg/m³ a két réteg közötti (aszimptotikus) sűrűségeltérés, $h = H_1$ az alsó réteg (és egyben az aljzati akadály) magassága, és $l = 1$ cm a réteghatár szélességének paramétere, mely mintegy 3 cm vastag, közel lineárisnak tekinthető átmeneti tartománynak felel meg a két, közel homogén sűrűségűnek tekinthető réteg között. Ebben a „gradiens zónában” a sűrűség értéke mintegy 3 %-nyit változik (amint látható a 3.12. ábra színskáláján is). A felső réteg magasságának a laboratóriumi elrendezésnek megfelelő $H_2 = 6$ cm értéket adtunk.

A futtatás során a program 0.6 s időközönként rögzítette a $\rho(x, z, t)$ sűrűség értékét minden rácpontban. A „gradiens régió” közepének megfelelő $z = H_1$ magasságban a két külső közötti vízszintes tartományban, a rögzített akadálytól két ráctávolságnyra kijelöltünk egy rácpontot, és a további adatkiértékeléshez az innen (a 3.12. ábra fehér vonala mentén) kiolvasott sűrűségidősort használtuk föl. Megjegyezzük, hogy a mintavételezés

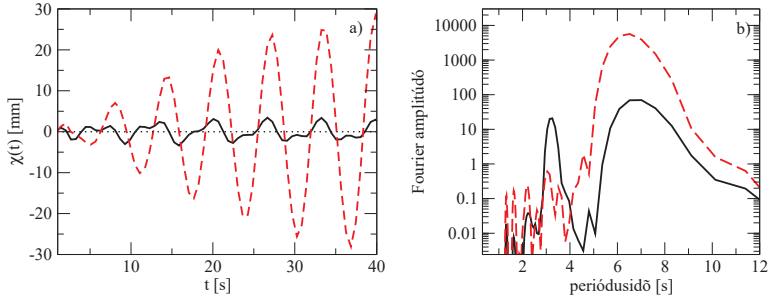


3.12. ábra. A két akadály közötti szimulált hullámalak négy felvétele. Feltüntettük az első képhez képest mért időpontokat, valamint az első felvételen a kiértékeléshez választott rácspont-oszlopot. A színezés kg/m^3 egységekben mutatja a rendszer sűrűségeloszlását. Mindkét gát magassága $h = 8$ cm, távolságuk pedig ebben a sorozatban $d = 27$ cm volt (vö.: 3.8. ábra).

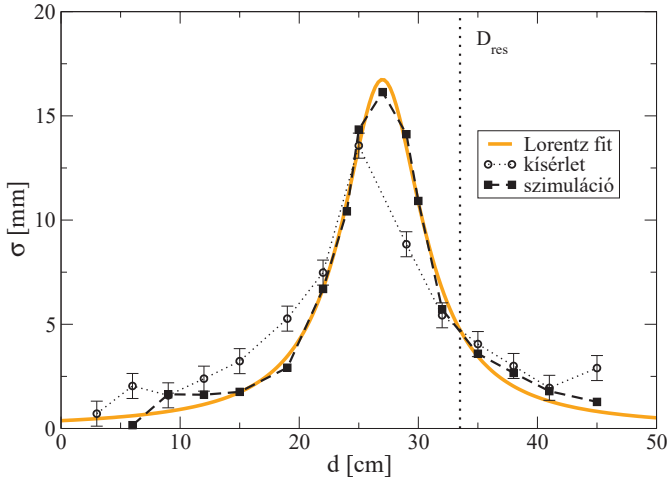
helyét úgy választottuk meg, hogy – az adatok összevethetősége érdekében – közel eszen ahhoz a vízszintes pozícióhoz, ahonnan a labormérések kitérés-idősorait nyertük (vö.: 3.8. és 3.12. ábra). A (3.12) egyenletben megadott $\rho(z)$ függvény inverze segítségével a detektált sűrűségértékekből megkaphattuk a réteghatár függőleges elmozdulásának értékét. A szimulált adatsorok így már közvetlenül összevethetőkké váltak a mérések során kapottakkal.

A 3.10. ábra laboratóriumi kísérletekből nyert idősorainak és Fourier-spektrumainak szimulált megfelelőit láthatjuk a 3.13. ábrán, ugyanúgy $d = 25$ cm (szaggatott piros görbe) és $d = 9$ cm (folytonos fekete görbe) gáttávolság-értékek mellett. Ezúttal is jól látható, hogy a $d = 25$ cm gáttávolsághoz tartozó amplitúdók lényegesen nagyobbak a $d = 9$ cm esetében kapottaknál, tehát itt is rezonanciaszerű erősítést tapasztalhatunk a gerjesztés $T = 6.6$ s periódusidejéhez közeli spektrális tartományban.

A kísérleti adatok kiértékeléséhez hasonlóan ismét meghatároztuk a d különböző értékeihez tartozó idősorok $\sigma(d)$ empirikus szórását. A (3.9) alakú Lorentz-görbe regressziója ezúttal az alábbi paraméter-értékeket eredményezte: $d_{\text{res}} = (26.9 \pm 0.3)$ cm, $I = (16.7 \pm 0.2)$ mm és $\gamma = (4.1 \pm 0.4)$ cm. Az illesztett függvényt narancssárga folytonos görbével ábrázoltuk a 3.14. ábrán. A rezonáns gáttávolságra tehát $d_{\text{res}} \approx 27$ cm adódott, meglehetősen jó egyezésben az előző alfejezetben tárgyalt kísérleti eredménnyel.



3.13. ábra. A réteghatár-kitérés szimulált $\chi(t)$ idősorai (a), illetve azok Fourier-spektrumai (b) $d = 9$ cm (folytonos görbe) és $d = 25$ cm (piros szaggatott görbe) esetén (vö.: 3.10. ábra).



3.14. ábra. A $\chi(t)$ belsőhatár-kitérés szimulált idősorainak σ szórása a d gáttávolság függvényében (szaggatott görbe), illetve az illesztett Lorentz-függvény (narancssárga folytonos görbe). Feltüntetjük a 3.11. ábra szerinti kísérleti $\sigma(d)$ értékeket (pontosított görbe), valamint a lineáris elméletből adódó D_{res} értéket (függőleges pontosított vonal) is.

3.6. Kontrollkísérletek

Mind a kísérleti, mind a numerikus vizsgálatok során akkor találtuk a legnagyobb belső hullám-amplitúdókat a rendszerben, amikor az aljzati akadályok mintegy $d_{\text{res}} = (26 \pm 1)$ cm távolságra álltak egymástól, mely számottevően kisebb érték, mint a lineáris közelítésben érvényes (3.8) egyenletből adódó $D_{\text{res}} = 33.5$ cm. Ezen eltérés okainak tárgyalásához célszerű bevezetnünk a tapasztalt és elméleti értékek α arányát, egyfajta „korrekciós faktort”, melynek értéke tehát: $\alpha = d_{\text{res}}/D_{\text{res}} \approx 0.8$.

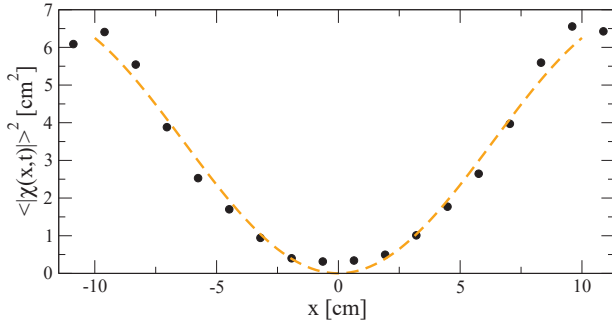
Felmerülhet, hogy a különbség oka valamiféle csillapítás jelenlétében rejlik, hiszen általános tapasztalat, hogy egy csillapított oszcillátor sajátfrekvenciája eltolódik a disszipáció nélküli esethez képest. Vegyük észre, hogy *numerikus* modellünk esetében – a (3.10) szerinti δ numerikus disszipáció megengedett értékei esetén – ilyen hatást egyedül a Navier-Stokes egyenletben szereplő ν viszkozitás fejthetne ki. Amint azonban az előző alfejezetben megjegyeztük, implementációnkban a viszkozitás kicsiny molekuláris értéke szerepelt, mely semmiképp sem lehet elégséges a (rendszerben érvényes Kolmogorov-hosszúságskálánál lényegesen nagyobb tartományt átfogó) rácsponatokban fellépő esetleges turbulens disszipáció megfelelő figyelembe vételéhez. A szimulációk mégis nagyon hasonló eredményt adtak, mint a laboratóriumi mérések.

Ellenőrzésként végrehajtottunk egy futtatás-sorozatot, melyben a viszkozításra az ideálisfolyadék-közelítésnek megfelelő $\nu \equiv 0$ értéket állítottunk be. Ez nem változtatta meg észrevehetően d_{res} értékét. Megismételjük továbbá, hogy a peremeknél is mindvégig az ideális folyadék áramlásának megfelelő tapadásmentes peremfeltételt róttuk ki a sebességekre. Az a tény, hogy mindezen egyszerűsítések ellenére a kísérleti eredményekhez nagyon hasonló rezonanciagörbét kaptunk, arra mutat, hogy a lineáris elmélettől való robusztus eltérések okát máshol kell keresnünk.

A következő felmerülő jelölt α értékének magyarázatára a (3.8) szerinti rezonanciafeltétel elégtelensége lehetne. A két aljzati akadály közötti belső „tölgés” paramétereire még a lineáris elmélet keretein belül is csak akkor ad pontos értéket a (3.8) feltétel, ha valóban olyan állóhullám alakul ki, melynek duzzadóhelyei éppen a gátaknál találhatók. Már a 3.2 alfejezetben tárgyalt sekélyfolyadék-egyenletek alapján is egyértelmű kapcsolatot találunk a duzzadóhelyek és a két réteg vízszintes sebességei között, hiszen triviális átalakítások után (3.4) nyomán

$$\frac{d(u_1 - u_2)}{dt} = -g' \frac{\partial \chi}{\partial x} \quad (3.13)$$

adódik, azaz a duzzadóhelyeknél, ahol $\partial \chi / \partial x = 0$ áll fenn, a két rétegbeli vízszintes sebesség különbségének állandónak kell lennie. Mivel az alsó rétegben az akadály jelenléte miatt $u_1 \equiv 0$, ám a felső rétegbeli u_2 értéke a felszíni gerjesztés fázisának megfelelően

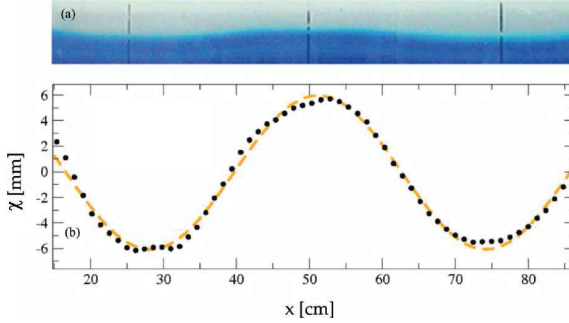


3.15. ábra. A réteghatár-elmozdulás időátlagolt nagyságának négyzete ($\langle |\chi(x, t)|^2 \rangle$) a két gát közötti régióban, $d = 25$ cm szimulált gáttávolság esetén, valamint az az illesztett $f(x) = B \sin^2(x 2\pi/\lambda)$ függvény (narancssárga szaggatott vonal).

folyamatosan változik, a feltétel nem teljesülhet egzaktul. Ha viszont a gátak helyén más peremfeltétel érvényes, az természetesen arra vezet, hogy $d_{\text{res}} = \lambda/2$ feltételezése nem helytálló.

Megvizsgáltuk, hogy ezen eltérés hatása számottevő-e, magyarázatul szolgálhat-e az α korrekciós faktor jelenlétére. Elsőként a két küszöb között kialakuló hullámalakot tanulmányoztuk a számítógépes szimulációk adatai alapján. Az előző alfejezetben említett módszerrel (azaz a kezdeti $\rho(z)$ függvény inverzének segítségével) meghatároztuk a réteghatár függőleges kitérésének időátlagolt abszolút értékének négyzetét az x vízszintes koordináta függvényében ($\langle |\chi(x, t)|^2 \rangle$), a küszöbök közötti rácpont-oszlopokban. Az eredményül kapott függést a legnagyobb amplitúdókat adó, $d = 25$ cm gáttávolsághoz tartozó futtatás esetében a 3.15. ábra mutatja. Az adatokra az $f(x) = B \sin^2(x 2\pi/\lambda)$ függvényalakot illesztettük (narancssárga szaggatott görbe). Megjegyezzük, hogy a regresszió során az $x = 0$ pontot a két akadály közti tartomány közepére választottuk. Az illesztés eredményeképpen a hullámhosszra $\lambda = (51.0 \pm 3.5)$ cm adódott, mely igen jó egyezésben áll $2d$ értékével. Ennek fényében arra következtethetünk, hogy gyakorlati szempontból mégis jól használható közelítést jelent annak feltételezése, hogy a belső állóhullám duzzadóhelyei a küszöböknél találhatók.

Ha tehát $d_{\text{res}} = \lambda/2$ érvényesnek tekinthető, arra juthatunk, hogy az elrendezésünkben ébredő belső hullámok hullámhossza különbözik az elméleti értéktől, mégpedig az α korrekciós faktor erejéig. Tekintve, hogy a gerjesztés T periódusideje adott, mindez egyúttal azt is jelenti, hogy a rendszerünkben érvényes fázissebesség a (3.6) értéknek α -szorosa. E feltételezés tesztelése céljából kontrollkísérletekbe kezdtünk, melyek során a barotróp-baroklin transzfer útján keltett *szabadon terjedő* belső hullámok tulajdonságait vizsgáltuk.



3.16. ábra. a) Az egygátas kontrollkísérlet szabadon terjedő belső hullámalakjának fényképe $T = 6.6$ s gerjesztési periódusidő mellett. b) A réteghatár $\chi(x)$ alakja az a) fényképből kinyert adatok alapján. A szinuszos illesztés (narancssárga szaggatott görbe) $\lambda_m \approx 46$ cm hullámhossz-értéket eredményezett.

Ehhez módosítottuk laboratóriumi elrendezésünket: csupán egyetlen küszöböt helyeztünk el a medence közepén, a kád hosszát pedig $L = 4.52$ m-re növeltük, a gerjesztés $T = 6.6$ s periódusidejét azonban megtartottuk. A sűrűség- és rétegvastagság-értékek minden kádfeltöltés során kismértékben eltérnek. A kontroll-elrendezés paramétereit (3.6)-be helyettesítve a hullámhossz elméleti értékére így ezúttal $\lambda_{\text{elm}} = Tc_1 = (62 \pm 2)$ cm adódott. A feltüntetett hiba a sós oldat elektromos vezetőképességén alapuló sűrűségmérés hibájából, illetve a réteghatár „elkentsége” folytán a rétegvastagságok leolvasásának pontatlanságából ered. A hullámterjedés közben, még a belső hullámok falakról történő visszaverődése előtt fényképfelvételeket készítettünk a réteghatár alakjáról, melyeket a 3.4.2. szakaszban ismertetett módszerekkel értékeltünk ki.

A 3.16. ábrán a kísérlet egy tipikus felvételét, illetve a képről leolvasott $\chi(x)$ hullámalakot láthatjuk, melyre a $\chi(x) = \chi_0 \sin(x2\pi/\lambda_m + \phi)$ függvényt illesztettük. A regresszió eredményeként $\lambda_m = (46 \pm 0.5)$ cm hullámhosszat kaptunk. A 3.16. ábrából is látható, hogy még az egygátas kontrollkísérletben sem teljesül a belső hullámok lineáris elméletének alapjául szolgáló $\chi_0 \ll H_1$ viszony. Érdekes, hogy ennek ellenére a lineáris hullámmegoldást jelentő szinuszos alak mégis láthatóan jól illeszkedik $\chi(x)$ -re. A megfigyelt és az elméleti hullámhosszak arányára a kontrollkísérletből a $\lambda_m/\lambda_{\text{elm}} = 0.75 \pm 0.04$ értéket kaptuk, mely konzisztens az α korrekciós faktor nagyságával.

A fennmaradó kérdés tehát az, hogy létezik-e megfelelő elméleti keret, mely képes számot adni olyan belső hullámokról egy kétrétegű rendszerben, melyek nagy amplitúdójuk folytán nyilvánvalóan *nemlineárisak*, fázissebességük a lineáris elméletből kapott c_1

értékének mintegy α -szorosa, s mégis jó közelítéssel szinuszos hullámalakkal bírnak.

3.7. A nemlineáris elmélet

Ebben az alfejezetben röviden áttekintjük a gyengén nemlineáris felszíni hullámok leírásának eszköztárát, majd az innen kapott dimenziótlantított eredményeket megfelelő átskálázás után alkalmazzuk a belső hullámterjedés esetére is. Végül megvizsgáljuk, hogy ez a kép összeegyeztethető-e kísérleti tapasztalatainkkal.

3.7.1. A vízfelszíni KdV-egyenlet hullámmegoldásai

A vízfelszíni hullámok tárgyalásakor a lineáris sekélyvíz-közelítés első nemlineáris korrekcióját jelentő dinamikai leírást a *Korteweg-de Vries*-, röviden KdV-egyenlet adja. Érvényességének határaitól „ököl szabály”-szerűen azt mondhatjuk, hogy a KdV-közelítés H vízmélység esetén a $\lambda > 5H$ hullámhossz-tartományra ad kielégítő eredményeket. Az egyenlet alakja [27]:

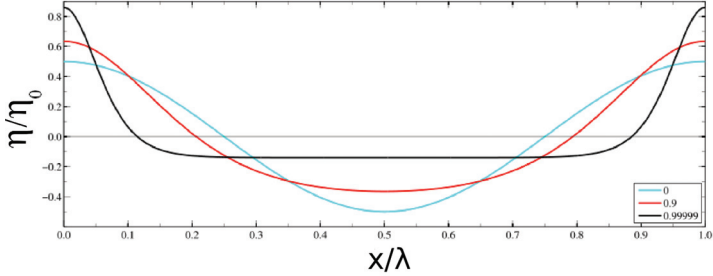
$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \pm c_0 \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2H} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{H^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) = 0, \quad (3.14)$$

ahol a 3.2. alfejezet jelölésrendszerével összhangban $\eta(x, t)$ a felszínalak eltérése a H nyugalmi vízmélységtől, c_0 pedig a fázissebesség sekélyvíz-közelítésben érvényes (3.5) szerinti értéke. E parciális differenciálegyenlet *hiperbolikus*, azaz megoldásai reverzibilis folyamatokat írnak le; a zárójel előtti pozitív előjel jobbra, a negatív balra tartó hullámokat eredményez. A változók megfelelő átskálázásával (3.14) dimenziótlan alakra hozható, mely formálisan a következő helyettesítéseket jelenti: $\eta \rightarrow H\eta$, $x \rightarrow Hx$, $t \rightarrow (H/c_0)t$. Ekkor tehát a KdV-egyenlet így fest:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \pm \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) = 0. \quad (3.15)$$

A c fázissebességgel terjedő hullámmegoldások természetesen az $\eta(x, t) = \eta(x - ct) \equiv \eta(\xi)$ tulajdonsággal kell, hogy rendelkezzenek. Amennyiben az integrálás során fellépő konstansok értékét úgy választjuk meg, hogy $x \rightarrow \pm\infty$ esetén $\eta \rightarrow 0$, $d\eta/d\xi \rightarrow 0$ és $d^2\eta/d\xi^2 \rightarrow 0$ álljon fenn, a KdV-egyenlet *szoliton* megoldását nyerjük. Ez, amint elnevezése is mutatja, egyetlen „magányos” kitüremkedést jelent, mely a linearizált egyenlet diszperzív jellege ellenére alakját megtartva (ám amplitúdófüggő sebességgel) halad a víz felszínén.

Periodikus megoldásokat keresve természetesen a végtelen határátmenetekre vonat-



3.17. ábra. η_0 amplitúdójuk és λ hullámhosszuk szerint összeskálázott (3.16) alapján kapott cnoidális hullámalakok az m elliptikus paraméter különböző értékei mellett (ld. jelmagyarázat). Forrás: Wolfram MathWorld.

közö fenti kikötések nem állják meg a helyüket, ugyanakkor újabb megszorítást jelent, hogy ezúttal periódusonként két helyen is (a hullám maximum- és minimumhelyén) teljesülnie kell a $d\eta/d\xi = 0$ feltételnek. Ezek a megoldások elliptikus integrálok segítségével fejezhetők ki (ld. pl.: [27]). A hullámalak dimenziótlan kifejezése ekkor így adható meg:

$$\eta = \frac{2\eta_0}{m} \left(1 - m - \frac{E(m)}{K(m)} \right) + 2\eta_0 \operatorname{cn}^2 \left(\Delta \left| m \right. \right), \quad (3.16)$$

ahol η_0 a hullám amplitúdója, $K(m)$ és $E(m)$ rendre az m ún. elliptikus paraméterhez tartozó első- és másodfajú elliptikus integrálok, $\operatorname{cn}(\psi|m)$ az egyik *Jacobi-féle elliptikus függvény*, a Δ paraméter értéke pedig mind a λ hullámhossz, mind az η_0 amplitúdó segítségével kifejezhető:

$$\Delta = \frac{\lambda}{2K(m)} = \sqrt{\frac{4m}{6\eta_0}}. \quad (3.17)$$

A KdV-egyenlet amplitúdó-diszperziója folytán természetesen a $\xi = x - ct$ fázis c terjedési sebessége is függ a fenti paraméterek értékétől, az alábbi módon [27]:

$$c = 1 + \frac{2\eta_0}{m} \left(1 - \frac{m}{2} - \frac{3}{2} \frac{E(m)}{K(m)} \right). \quad (3.18)$$

A (3.16) szerinti hullámalakot a 3.17. ábra mutatja különböző m -ek esetében. Az $m \rightarrow 0$ határesetben $\operatorname{cn}(\psi|0)^2 = 1/2 + 1/2 \cdot \cos(2\psi)$, ekkor tehát visszakapjuk a lineáris elmélet szerinti felszínformát. Az $m \rightarrow \infty$ limesben pedig $\lambda \rightarrow \infty$ adódik, amely a korábban említett szoliton-megoldásnak feleltethető meg.

A (3.17) dimenziótlan egyenletből jól látható, hogy amennyiben (pl. kezdőfeltétel-

ként) előírjuk a λ hullámhossz és az η_0 amplitúdó értékét, ezzel egyértelműen meghatározhatjuk az m elliptikus paramétert, azaz (3.16) és (3.18) szerint a kialakuló hullám alakját és terjedési sebességét is. A felszíni kitérés (3.16) kifejezésében szereplő $\text{cn}(\psi|m)$ függvényre utalva a szakirodalomban a KdV-egyenlet ezen periodikus megoldásosztályát *cnoidalis hullámok* elnevezéssel illetik.

3.7.2. Cnoidalis hullámok kétrétegű rendszerekben

A KdV-egyenletnek ismert a kétrétegű közegekre érvényes formája is [27], mely alkalmas a réteghatár $\chi(x, t)$ kitéréseinek leírására, ám nem veszi tekintetbe a vízfelszín mozgásainak hatását. Az egyenlet alakja:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} \pm c_1 \left(\frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{H_2 - H_1}{H_1 H_2} \chi \frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{H_1 H_2}{6} \frac{\partial^3 \chi}{\partial x^3} \right) = 0, \quad (3.19)$$

ahol a 3.2. alfejezet jelöléseinek megfelelően H_1 és H_2 rendre az alsó és felső réteg vastagságát, c_1 pedig a sekélyfolyadék-közelítésből származó (3.6) szerinti baroklin fázissebességet jelöli. Vegyük észre, hogy a tulajdonképpeni nemlinearitást hordozó harmadik tag prefaktora egyenlő rétegvastagságok ($H_1 = H_2$) esetén zérussá válik; ebben az esetben az egyenlet nem ad helyes eredményt, ekkor további, magasabb rendű nemlineáris korrekciókat is figyelembe kell venni.

A változók dimenziótlanítása segítségével (3.19) is a (3.15) alakra hozható. Ehhez az alábbi formális transzformációkat kell végrehajtánunk: $\chi \rightarrow H_1 H_2 / (H_2 - H_1) \cdot \eta$, $x \rightarrow \sqrt{H_1 H_2} \cdot x$, $t \rightarrow \sqrt{H_1 H_2} / c_1 \cdot t$. Innentől kezdve az előzőekben a felszíni hullámokra kapott eredmények a réteghatár dinamikájára is alkalmazhatók. A (3.17) egyenletből kifejezett dimenziótlan λ hullámhosszat a fentiek szerint visszatranszformálva a kétrétegű rendszer paramétereinek megfelelően, az alábbi függést kapjuk:

$$\lambda = \sqrt{\frac{16m}{6\chi_0} \frac{(H_1 H_2)^2}{H_2 - H_1}} K(m), \quad (3.20)$$

ahol χ_0 a belső hullám amplitúdója. Hasonlóképpen a sebesség (3.18) egyenletéből

$$c = c_1 \left(1 + \frac{2\chi_0}{m} \frac{H_2 - H_1}{H_1 H_2} \left(1 - \frac{m}{2} - \frac{3}{2} \frac{E(m)}{K(m)} \right) \right) \quad (3.21)$$

adódik. Ezen eredmények birtokában megvizsgálhatjuk, hogy a kísérleteink során megfigyelt amplitúdók, hullámhosszak és hullámalakok mennyire egyeztetethetők össze a cnoidalis belsőhullám-elmélet jósolataival.

3.7.3. A nemlineáris elmélet és a kísérleti eredmények összevetése

Szerencsénkre a belsőhullám-amplitúdók hullámhosszfüggésére vonatkozóan már rendelkezésünkre állnak kísérleti eredmények, hiszen a (3.9) rezonanciagörbe σ értékei az χ_0 hullám-amplitúdókkal arányosnak tekinthetők. Felhasználva, hogy a mindenkori hullámhossz és a küszöbök távolsága között a $\lambda = 2d$ viszony áll fenn, (3.9) alapján az alábbi $\chi_0(\lambda)$ függvényt nyerjük:

$$|\chi_0(\lambda)| = A_0 \frac{\gamma^2}{(\lambda/2 - d_{\text{res}})^2 + \gamma^2}, \quad (3.22)$$

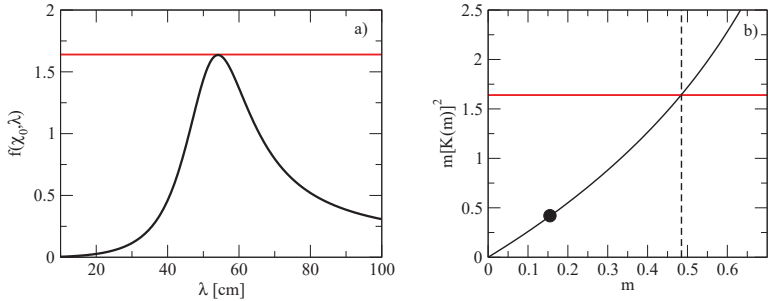
ahol $A_0 \equiv \chi_0(d_{\text{res}}) = 1.8$ cm a rezonancia esetén megfigyelt maximális belsőhullám-amplitúdó, a többi paraméter értéke pedig megegyezik a 3.4.3. szakaszbeliekkel, azaz: $d_{\text{res}} = (25.8 \pm 0.3)$ cm és $\gamma = (5.7 \pm 0.6)$ cm. A (3.22) kifejezést a hullámhossz (3.20) alakjába helyettesítve, az m elliptikus paraméterre ezt az összefüggést kapjuk:

$$f(\chi_0, \lambda) \equiv \frac{6|\chi_0(\lambda)|\lambda^2 |H_2 - H_1|}{16 (H_1 H_2)^2} = mK^2(m). \quad (3.23)$$

Ezen $f(\chi_0, \lambda)$ függvényt λ különböző értékei mellett a 3.18.a ábrán láthatjuk, $H_1 = 8$ cm és $H_2 = 6$ cm rétegvastagságok esetén. A dimenziótlan függvény maximális értéke a vizsgált tartományban 1.63-nak adódott. (3.23) jobb oldalát, azaz az m elliptikus paraméter és a hozzá tartozó elsőfajú elliptikus integrál négyzetének szorzatát a 3.18.b ábra mutatja, ahol $f(\chi_0, \lambda)$ maximumértékét vízszintes vonal jelöli. Innen könnyen leolvasható, hogy a kísérletek során tapasztalt hullámhosszak és amplitúdók mellett az elliptikus paraméter a $0 < m < 0.48$ tartományban mozgott.

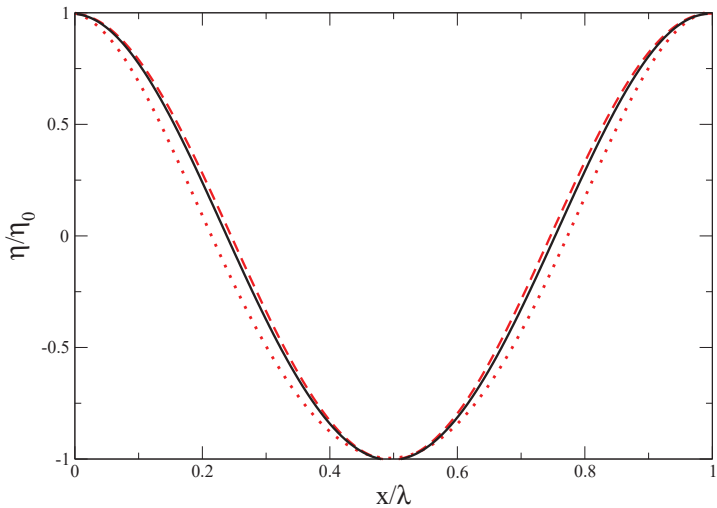
A maximális, $m = 0.48$ értékhez tartozó (3.16) szerinti dimenziótlan cnoidális hullámalakot a 3.19. ábrán pontozott piros vonallal ábrázoltuk. Vegyük észre, hogy még m ezen viszonylag nagy értéke mellett is a hullám képe csak igen kis mértékben tér el az $m = 0$ esetnek megfelelő $1/2 + 1/2 \cdot \cos(2\psi)$ formától (szaggatott piros görbe). Megvizsgáltuk az egygátas kontrollkísérlet során keltett szabadon terjedő belső hullám esetét is (3.16. ábra). A megfigyelt amplitúdó és hullámhossz ismeretében az előzőekhez hasonló gondolatmenet az elliptikus paraméter $m = 0.155$ értékére vezet (melyet nagy ponttal jelöltünk a 3.18.b ábrán). Az ennek megfelelő hullámalakot fekete folytonos vonallal tüntettük fel a 3.19. ábrán. A kapott $\chi(x)$ eltérése a szinuszos esettől kisebb a 3.16. ábrán bemutatott illesztés hibájánál, tehát az elmélet ebből a szempontból konzisztensnek bizonyult a kísérleti eredményekkel.

A cnoidális belső hullámok sebességének (3.21) képlete alapján ekkor $c/c_1 = 0.85$ adódik, szintén meglehetősen jó egyezésben a korrekciós faktor $\alpha = 0.8$ nagyságával. Végül megjegyzendő, hogy tekintettel a réteghatár „elkent” jellegére, számításainkat megismétel-



3.18. ábra. (a) A (3.23) szerinti $f(\chi_0, \lambda)$ dimenziótlan paraméter a λ hullámhossz függvényében, $H_1 = 8$ cm és $H_2 = 6$ cm rétegvastagságok mellett. (b) A (3.23) egyenlet jobb oldalának értéke az m elliptikus paraméter függvényében (fekete folytonos görbe). $f(\chi_0, \lambda)$ maximumértékét mindkét panelen piros vízszintes vonallal ábrázoltuk. Az egygátas kontrollkísérlet adataival számított m paraméterhez tartozó értéket fekete pont jelöli.

hetjük a rétegvastagságok $H_1 = 7.5$ cm, $H_2 = 6.5$ cm és $H_1 = 8.5$ cm, $H_2 = 5.5$ cm kombinációi esetében is, a cnoidális elmélet eredményeihez tartozó hiba megbecslése céljából. Ekkor a kontrollkísérletbeli szabadon terjedő hullámot vizsgálva a két rétegvastagság-konfiguráció rendre az elliptikus paraméter $m = 0.078$ és $m = 0.236$ értékeire vezet. A fázisbesség (3.21) képlete szerint tehát a réteghatár elmosódottsága miatti hiba a $c/c_1 = 0.8 \pm 0.1$ eredményt adja, mely az eddigieknél is jobb egyezésben áll α értékével. Megállapíthatjuk tehát, hogy a kétrétegű belső hullámok cnoidális elmélete minden szempontból kielégítő leírást adja a kísérleteink és numerikus vizsgálataink során megfigyelt dinamikának.



3.19. ábra. A rezonanciánál tapasztalt $\chi_0 = 1.8$ cm maximális kitéréshez tartozó (3.16) szerinti cnoidális hullámalak (az amplitúdó szerint lenormálva), $H_1 = 8$ cm és $H_2 = 6$ cm rétegvastagságok esetén, az elliptikus paraméter $m = 0.48$ értéke mellett (piros pontozott görbe). Összehasonlításképpen a $\cos(2\pi x/\lambda)$ hullámalakot is ábrázoltuk (piros szaggatott görbe). Ugyancsak felzúntattuk a kontrollkísérletben megfigyelt haladó hullámoknak megfelelő $m = 0.155$ elliptikus paraméterhez tartozó alakot (fekete folytonos vonal).

4. fejezet

Az Atlanti Többévtizedes Változékonyság (AMV) vizsgálata

4.1. Mi az AMV?

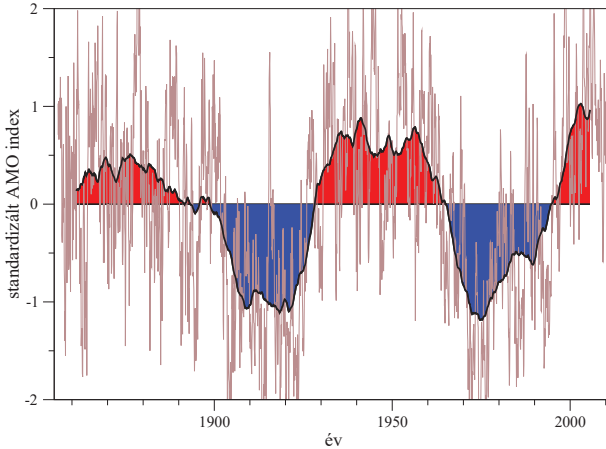
Az 1850-es évek óta a tengerjáró hajókra szerelt szabványosított mérőcsomagok segítségével szerte a világon (legalábbis az óceánok forgalmasabb útvonalai mentén) rendszeresen végeznek közvetlen tengerfelszín-hőmérséklet (Sea-surface Temperature – SST) méréseket. A műholdas technológia megjelenésével mára lehetőség nyílt akár néhány napos időbeli felbontású, *globális* lefedettségű SST-térképek készítésére is¹. Mindezen mérési adatok számos klimatológiai jelenség idő- és térbeli szerkezetét tárták föl. Ezek egyik ismert példája az Atlanti-óceán északi medencéjében megfigyelt SST anomáliák több évtizedes időskálájú (a 20-70 éves spektrális tartományban jelentkező) változékonysága, melynek folytonos jelenlétét megerősíteni látszanak a Kr.u. 500-ig visszanyúló paleoklimatológiai adatok is [31].

A jelenségre R. A. Kerr 2000-ben született publikációja [32] óta rendszerint „Atlanti Többévtizedes Oszcilláció” (Atlantic Multidecadal Oscillation – AMO) néven hivatkoznak a szakirodalomban. E változékonyság számszerűsítésére legelterjedtebben az *Enfield* által bevezetett ún. „AMO indexet” (AMOI) használják [33], mely a $\bar{T}(\lambda, \varphi, t_i)$ havi SST anomália-értékek térbeli átlaga az Atlanti-óceán Egyenlítőtől északra eső részére számítva. A \bar{T} havi anomália definíciója egy adott λ és φ földrajzi koordinátákkal megadott pontban:

$$\bar{T}(\lambda, \varphi, t_i) \equiv \overline{T}(\lambda, \varphi, t_i) - \langle \overline{T}(\lambda, \varphi, t_i) \rangle_m, \quad (4.1)$$

ahol \overline{T} a mért SST értékek időbeli átlaga a vizsgált t_i hónap során, $\langle \cdot \rangle_m$ pedig a benne

¹Az SST értékeket napi rendszerességgel több ezer sodródó bója is méri, melyek pozíciójának követése és az adatok folyamatos kiolvasása szintén lehetetlen lenne a műholdas technológia nélkül.

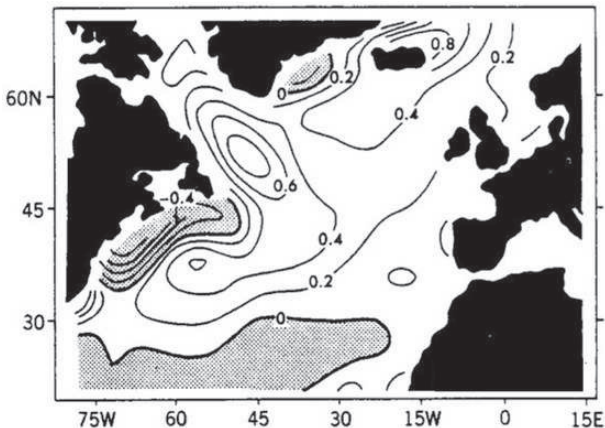


4.1. ábra. Standardizált havi AMOI (vékony vonal), illetve a 121 hónapos mozgó-
 átlagolással simított AMOI (vastag fekete görbe). A „hideg” és „meleg” szakaszo-
 kat rendre kék illetve piros színezéssel jelöltük. Forrás: Kaplan V2 SST dataset,
<http://www.cdc.noaa.gov/Timeseries/AMO/>.

szereplő mennyiségnek kérdéses hónapra kapott értékeinek sokéves átlagát jelöli. A változékonyság alacsonyfrekvenciás komponenseinek kiemelése céljából a havi felbontású AMOI adatokat igen gyakran 121 hónapos mozgóátlagolásnak és végül lineáris trendlevételnek vetik alá. Ezt a „simított” idősort mutatja (standardizálva) a 4.1. ábra vastag fekete vonala, mely az 1856 óta gyűjtött mérési adatok alapján készült [34]. Láthatjuk, hogy az 1900–1925 valamint az 1965–1995 közötti időszakokban az átlagos értéknél hidegebb volt az Észak-Atlanti-medence felszíne, míg a 19. század végén, 1925–1965 között, valamint napjainkban jellemzően pozitív SST anomáliákat figyelhetünk meg.

A 4.1. ábrán látható görbe az AMOI szokásos *standardizálása* útján, azaz az eredeti $x(t)$ idősor $\langle x \rangle$ időbeli átlagának és $\sigma = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$ szórásának felhasználásával, az $X(t) = [x(t) - \langle x \rangle] / \sigma$ transzformáció eredményeképpen állt elő. Ezért megjegyzendő, hogy az AMOI standardizálás előtti karakterisztikus amplitúdója mindössze $0.2 - 0.5^\circ\text{C}$ körüli érték, azaz a „nyers” SST-idősorokban hatását markánsan elnyomják a rövidebb (pl. éves) időskálán tapasztalható változékonyság jelei.

Az AMOI „fázisához” az SST-anomália bizonyos térbeli struktúrája is társul [35]. Ha a $\tilde{T}(\lambda, \varphi, t_i)$ mezőt előbb csak a „meleg” időszakokat, majd csak a „hideg” időszakokat tekintve külön-külön időben kiátlagoljuk, és a két mező különbségét képezzük, a 4.2 ábrán bemutatott mintázatot kapjuk. A térképről leolvasható, hogy amikor például az



4.2. ábra. Az AMOI pozitív és negatív értékeihez társuló térbeli mintázatok különbségének térképe Y. Kushnir szerint [35]. Jól látható, hogy az SST anomáliák Észak-Amerika északkeleti partja közelében jellemzően a medence többi részével ellentétes előjelű hőmérsékleti eltérést mutatnak.

Észak-Atlanti-medence nagy részén pozitív anomáliát találunk, akkor Kanada újfundlandi partjainak térségében negatív eltérést figyelhetünk meg a sokévi átlagtól. A hideg intervallumok során is hasonló jellegű, ám ellenkező előjelű viselkedést tapasztalunk.

Egy ilyen tartós és nagy kiterjedésű hőmérsékleti anomália természetesen a környező szárazföldek időjárását is jelentősen befolyásolja. Egyértelmű korreláció mutatható ki például a Száhel övezet nyári szárazsága, egyes észak-amerikai folyók vízhozama, vagy az indiai monszon csapadékmennyisége és az AMOI között [36].

Több vizsgálat is arra a következtetésre jutott, hogy az AMOI időfejlődése valójában (legalább) két különböző karakterisztikus időskálájú változékonyság eredőjeként áll elő, melyek mögött eltérő fizikai okok húzódnak meg. A 20-30 éves skálán megfigyelt SST-ingadozást többen az atlanti MOC (Meridional Overturning Circulation, ld. 2. fejezet) egy belső sajátmódusának tulajdonítják [37, 38, 39].

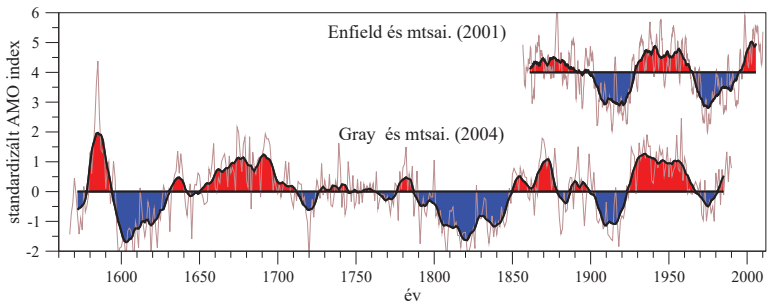
Az 50-70 éves „oszilláció” időskálája sajnos összemérhető a rendelkezésre álló műszeres adatsor hosszával, ami rendkívül alacsony szignifikanciaszintet jelent. Ezért meg lehetős kritikával kell kezelniünk a változékonyság ezen részére vonatkozó eredményeket. Visszatekintve a 4.1. ábrára, láthatjuk, hogy az AMOI 20. századi menetében a legmarkánsabb események egyike a már említett, 1965 körül kezdődő lehűlés szakasza volt. D. W. J. Thompson és munkatársai [40] megmutatták, hogy ezen időszak az északi félteke más,

az Atlanti-óceántól távol eső területein is anomáisan alacsony SST értékeket hozott. A szerzők a simítás nélküli, havi felbontású AMOI idősort és más hasonló klimatológiai indexeket vizsgálva megállapították, hogy az SST-anomáliák ezen zuhanása hirtelen, a belső, óceáni eredetű hőmérsékleti változások jellemző időskálájához képest szinte ugrásszerűen történt. Természetesen az ilyen jellegű átmeneteket az említett 10 éves mozgóátlagolás jótékonyan „elkeni”, így csupán a simított AMOI idősort tekintve könnyen keletkezhet az a benyomásunk, hogy egy robusztus, oszcilláció jellegű viselkedést tapasztalunk, miközben előfordulhat, hogy valójában zajszerű, hirtelen változások alakítják a dinamikát az 50-70 éves időskálán.

Egy friss – egyelőre meglehetősen vitatott – eredmény [41] szerint az antropogén hatás is fontos szerepet játszhat az AMOI időfejlődésében, mégpedig az ipar által a légkörbe juttatott aeroszokok koncentrációján keresztül. Az angliai Hadley Centre kutatói numerikus szimulációikban figyelemre méltó pontossággal reprodukálták az Észak-Atlanti-óceán felszíni hőmérsékletének időfejlődését, felhasználva az 1860 és 2005 közötti időszak becslült európai és észak-amerikai aeroszol-kibocsájtás adatait. Eszerint a 20. század elején a nagy mértékű iparosodás időszakában az óceán felszínének (a globális átlaghőmérséklet-növekedéshez illeszkedő) melegedését gátolták az Észak-Atlanti medence fölötti, aeroszokokat hordozó felhők, majd a kéntartalmú vegyületek kibocsátását szabályozó előírások bevezetésével a 70-es éveket követően a légkör fokozatosan „kitisztult”, lehetővé téve a további melegedést.

Amint a fentebbiekből is érzékelhető, jelenlegi ismereteink fényében a Kerr-féle „Atlantic Multidecadal Oscillation” elnevezés igencsak félrevezető lehet, hiszen stabil, szigorúan periodikus jelenségekre utal. Éppen ezért kezdett elterjedni az elmúlt néhány év szakirodalmában a valóságnak jobban megfelelő „*Atlanti Többévtizedes Változékonyság*” (Atlantic Multidecadal Variability – AMV) kifejezés, melyet a jelen dolgozatban is használni fogunk. E szemlélet jogosságát sugallja a faévgyűűrű-adatok [42] alapján rekonstruált AMOI idősort bemutató 4.3. ábra is, melyen szintén nehezen fedezhetünk föl perzisztens, szabályosan ismétlődő mintázatokat.

Az elmúlt években számos numerikus modellt alkottak meg az AMV dinamikájának reprodukálása céljából az egyszerű, néhány „dobozból” álló óceáni transzport-modellektől [43] egészen a nagy felbontású, az atmoszferikus kölcsönhatásokat és a domborzat hatásait is tekintetbe vevő globális klímamodellekig [44]. Természetesen az, hogy egy rengeteg paramétert tartalmazó klímamodellben megjelenik egy AMV-jellegű SST-anomália, még messze nem jelenti azt, hogy *megértettük*, hogy mik is az AMV szempontjából kulcsfontosságú folyamatok. Épp ezért rendkívül fontosak az „alulról építkező” minimálmodellek, melyekkel arra keresik a választ, hogy mik azok a hatások, amelyek feltétlenül szükségesek a változékonyság gerjesztéséhez. A következő alfejezetben egy ilyen minimálmodell



4.3. ábra. Fölül: az 4.1. ábra standardizált AMOI időszora, az áttekinthetőség érdekében fölfelé eltolva. Alul: faévgvűrű-adatok [42] alapján rekonstruált, standardizált SST-anómália idősor (vékony görbe), és tíz éves mozgóátlagolással simított változata (vastag görbe, piros és kék színezéssel). Forrás: <ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/paleo/>.

laboratóriumi megfelelőjét és az abból kapott eredményeket mutatjuk be, melyben a 20-30 éves időskálán megfigyelt változékonyság dinamikáját vizsgáltuk. Ezt követően (a 4.3. alfejezetben) a valódi óceánban mért műszeres AMOI idősoron végzett statisztikai elemzéseinket tárgyaljuk, mely elsősorban az 50-70 éves változékonyság szempontjából hordoz érdekes tanulságokat.

4.2. Az AMV laboratóriumi modellezése

4.2.1. Az utrechti minimálmodell

Az óceáni medencék mérettartományában a Föld forgásából származó Coriolis-erő igen jelentős, esetenként domináns hatást fejthet ki az áramlási rendszerek viselkedésére [1]. Számos meteorológiai és oceanográfiai jelenség leírásához kitűnő eszközt biztosít a *geosztrofikus közelítés* [19], mely az olyan rendszerekre ad kielégítő eredményt, melyekre a *Rossby-szám* nevű dimenziótlan paraméter (jele: Ro) értéke kicsiny, azaz

$$Ro \equiv \frac{U}{|2\vec{\Omega}_F|D} \ll 1 \quad (4.2)$$

áll fönn. Itt D a rendszer vízszintes kiterjedése, U a vízszintes áramlási sebesség jellemző értéke, $\vec{\Omega}_F$ pedig a Föld forgásának szögsebessége. A Rossby-szám kicsynysége a $D \sim 1000$ km nagyságrendű hosszúságskálákon – az áramlások realisztikus sebességei mellett – mind a légkörben, mind az óceánban jó közelítéssel teljesül (az AMV-re jellemző Ro értékek

pontosabb becslésére később még visszatérünk).

Geosztrofikus közelítésben akkor kaphatunk stabil áramlási képet, ha a mozgásegyenlet nyomásgradiens tagja a közeg minden pontjában egyensúlyt tart a Coriolis-gyorsulással:

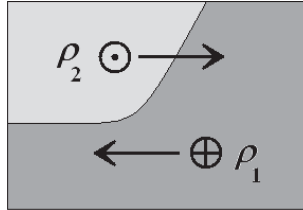
$$\frac{1}{\rho} \nabla p = 2\vec{\Omega}_T \times \vec{u}, \quad (4.3)$$

ahol ρ a közeg sűrűsége, p a nyomás, \vec{u} pedig az áramlás sebessége. A vektoriális szorzat jelenléte az egyenlet jobb oldalán a hétköznapi (kisskálás) tapasztalatainktól merőben eltérő áramlási jelenségek létrejöttéhez vezet. A Coriolis-gyorsulás ugyanis csakis akkor képes ellene tartani a nyomásgradiensnek, ha az áramlás \vec{u} sebessége a nyomás növekedésének irányára *merőleges*. A geosztrofikus közelítés ezen különös folyománya alapján értelmezhetjük L. te Raa és H. A. Dijkstra [45] utrecht-i kutatóknak az AMV 20-30 éves módosának dinamikájára vonatkozó következtetéseit.

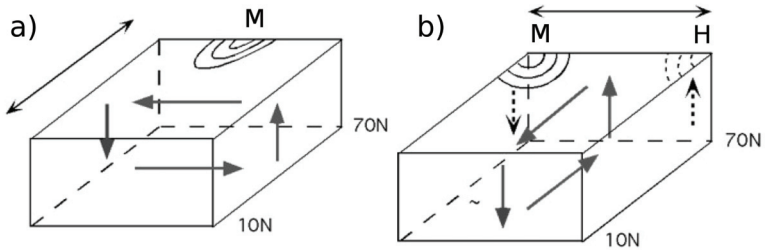
A szerzők egy numerikus minimálmodellt alkottak, melyben az Észak-Atlanti-medencét egyenletes mélységű, négy oldalról szélességi és hosszúsági körök mentén húzódó függőleges falak által határolt szektornak tekintették. Ebben a dobozban a 2.4.1. szakaszban bemutatott Boussinesq-egyenleteket oldották meg. A medencében egy Meridionális Alábukó Vízkörzés (Meridional Overturning Circulation – MOC) jellegű háttéráramlás működött, melyet az átlagos éves besugárzás meridionális függésének megfelelő, a φ földrajzi szélesség koszinuszával arányos hőmérsékleti értékhez a (2.10) egyenletben bemutatott módon relaxáló SST-mező (meridionális hőmérsékletgradiens) hajtott.

Gondolatban adjunk e modell-óceán SST-mezejéhez egy foltszerű pozitív felszínközeli hőmérsékleti perturbációt (M) a medence északi részének közepén (4.5.a ábra). Egy nem forgatott rendszerben a vízszintes sűrűségeltérés, mely a környező vízréteg és a folt között fennáll, természetesen nem maradhatna stabil: a meleg folt a medence tetejére fölfeküdve eloszlan a vízfelszínen. Ám a Coriolis-erő gátat vet a folt sugárirányú szétterjedésének, s az áramutató járásának megfelelő irányú köráramlássá „csavarja” a sebességmezőt M körül. E jelenség neve *termikus áramlás*, melyet a 4.4. ábra szemléltet.

A termikus áramlás jelenléte tehát azt eredményezi, hogy az M által keltett *meridionális* hőmérsékletgradiens egy merőleges, keletről nyugat felé tartó, azaz *zonális* irányú anomális felszíni áramlást hoz létre. E nyugati irányba mozgó folyadékelemek a peremhez érve visszaáramlásra kényszerülnek, s ezzel megjelenik az MOC-jellegű uralkodó háttéráramlásban egy arra merőleges irányú, a mélyebb rétegeket is érintő „anomális vízkörzés”. Az M körül kialakuló felszíni áramlás eközben a folt keleti oldalán dél felé hajtja a hideg, északi víztömegeket, a nyugati oldalán pedig észak felé a melegebb, délebbi vizet. Ennek hatására a meleg anomália nyugati irányba mozdul el, s ezzel az anomális vízkörzés is elfordul: immár meridionális irányban is zajlik, ám az MOC-vel ellentétes körüljárással.



4.4. ábra. A termikus áramlás szemléltetése függőleges metszetben. A ρ_1 és $\rho_2 < \rho_1$ sűrűségű közegek közötti potenciálisenergia-különbség a stabil rétegzés felé törekvő vízszintes áramlásokat indít be (nyilak), melyekhez a Coriolis-erő következtében a lap síkjára merőleges irányú sebességkomponens is társul. A kis körökben lévő pont (kereszt) a lap síkjához képest kifelé (befelé) mutató járulékos sebességvektorokat jelöli.



4.5. ábra. Az utrecht-i minimálmodell mechanizmusának sematikus vázlata. a) A medence északi részén megjelenő meleg felszíni folt (M) a „kétkegyű” nyílal jelzett *meridionális* irányban anomális hőmérsékletgradienst hoz létre. Ez az MOC-jellegű háttéráramlásban a geosztrofikus egyensúlynak megfelelően zonális irányú perturbációt eredményez (nyilak). b) A zonális felszíni áramlás a medence nyugati partja felé hajtja az M meleg foltot, mely így *zonális* hőmérsékleti anomáliához vezet. Ez *meridionális* áramlás-perturbációt jelent, melynek eredményeként a felszín északkeleti részén a mélyvíz feláramlása folytán egy hideg anomális folt (H) jelenik meg. Forrás: [45]

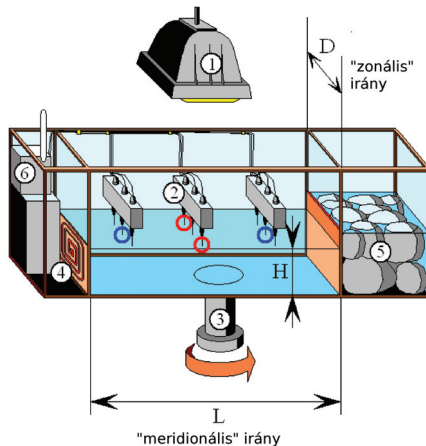
Így a medence északkeleti részén a mélységi víztömegek feláramlása révén megjelenik egy hideg folt, melyet a 4.5.b ábrán H -val jelöltünk. Az ezzel létrejövő *zonális* hőmérsékletgradiens járulék egyúttal egy dél felé tartó felszíni áramlást is kelt, mely csökkenti a meridionális hőmérsékletgradienst, s így lassítja, majd meg is fordítja a 4.5.a ábrán látható zonális körzést. Ekkor veszi kezdetét az oszcilláció analóg módon zajló második félperiódusa. A modell értelmében tehát az AMV 20-30 éves módusának dinamikáját az SST-mező és az áramlási tér furcsa összjátéka vezérli, a periódusidőt pedig az határozza meg, hogy a felszíni hőmérsékleti anomáliák mennyi idő alatt jutnak át a medence egyik partjától a másikig.

A modellt megalkotó csoport azt is megvizsgálta, hogy az AMV-t előidéző felszíni hőmérsékleti perturbációkat milyen jellegű folyamatok gerjeszthetik [46]. Egyenként 6000 évet átfogó szimulációikban a vízfelszínt többféle, különböző időbeli és térbeli korrelált-ságú hőáram-„zajjal” perturbálták, mely hozzáadódott a folyamatosan fenntartott, a földrajzi szélesség koszinuszával változó vízfelszíni hőáram-peremfeltételhez. Így modellezték az atmoszféra és az óceán közötti bonyolult kölcsönhatásokat. Amennyiben semmiféle külső zajt nem adtak a modellbe, tehát csak a meridionális hőmérsékletgradiens és a forgatás hatása jelentkezett, a valódi óceánra jellemző paraméterek mellett numerikusan nem sikerült AMV-jellegű oszcillációt találni. Azonban térben korrelált (a perturbálatlan hőáram-peremfeltétellel egyező, koszinuszos struktúrájú), különböző időskálájú fehér (időben korrelálatlan) zajokat adva a hőáram-jelhez, mindig sikerült kimutatni az AMV 20-30 éves részének megfeleltethető jelet az óceánmodell válaszában. A legmarkánsabb oszcillációt azonban akkor kapták, amikor az Észak-Atlanti Oszcilláció Index (North Atlantic Oscillation Index – NAOI) légköri idősorral megegyező, enyhén „vörös” spektrumú zajjal gerjesztették a rendszert. A továbbiakban a vörös zaj kifejezést általánosan használjuk minden olyan sztochasztikus jellegű folyamatra, melynek spektruma folytonos, és legnagyobb Fourier-amplitúdói a legkisebb frekvenciáknál jelennek meg.

Eredményük tehát úgy foglalható össze, hogy amennyiben az észak-atlanti medencének egy végtelenig leegyszerűsített modelljét *forгатjuk*, *meridionális hőmérsékletgradienst* tartunk fenn benne, és a vízfelszíni hőmérsékletet emellett még egy tetszőleges, térben korrelált, „*zajos*” *taggal is gerjesztjük*, megjelenik az AMV-módus. Az oszcilláció lényegi magyarázatához tehát nincsen szükség olyan járulékos hatások ismeretére, mint a sótartalom vagy éppen az aljzati domborzat szerepe. Kísérleteink során ezen minimálmodell laboratóriumi megfelelőjét vizsgáltuk, hogy összehasonlíthassuk az ott megfigyelt dinamikát az utrecht-i numerikus modellben és a valódi óceánban tapasztalt jelenségekkel.

4.2.2. A kísérleti elrendezés

Méréseink a Kármán Laboratórium egy téglatest alakú plexitartályában zajlottak, melyet belső válaszfalakkal három rekeszre osztottunk (4.6. ábra). A tulajdonképpeni „óceáni medencét” az $L = 68$ cm hosszú és $D = 25$ cm széles középső rekesz modellezte, melybe $H = 10$ cm magasságig csapvizet öntöttünk. Az oldalsó rekeszek egyikét jó hővezető képességű sárgaréz válaszfallal különítettük el a középső szektortól, s jég-víz keverékkel töltöttük föl. Ez elégségesnek bizonyult ahhoz, hogy a rekesz belső hőmérsékletét $(0 \pm 0.1)^\circ\text{C}$ hőmérsékleten tartsuk kísérleteink időtartama során, jellemzően mintegy 5 órán keresztül. A szemközti válaszfalra elektromos fűtőszálakat rögzítettünk, melyek maximálisan 0.3 W/cm^2 hőfluxust adhattak át a középső rekesz víztömegének. Ezen hőforrások segítségével hoztuk létre a „meridionális” hőmérsékletgradienst.



4.6. ábra. A kísérleti elrendezés sematikus rajza. 1: a hőmérsékleti perturbációt biztosító számítógép-vezérelt halogénlámpa), 2: digitális hőmérők (9 db), 3: a forgóasztal tengelye (a forgás irányát nyílal jelöltük), 4: elektromos fűtőegység („Egyenlítő”), 5: a jéggel föltöltött hűtő szektor („poláris régió”), 6: a valósidejű adattovábbításhoz szükséges rádióadó. Az L , D és H geometriai paramétereket szintén föltüntettük, csakúgy mint a jelen alfejezetben használt „zonális” és „meridionális” kifejezések értelmezését. Azon hőmérőpárokat, melyek adataiból a „meridionális” és „zonális” hőmérsékletkülönbség-anomália idősorokat nyertük, rendre kék illetve piros körökkel jelöltük.

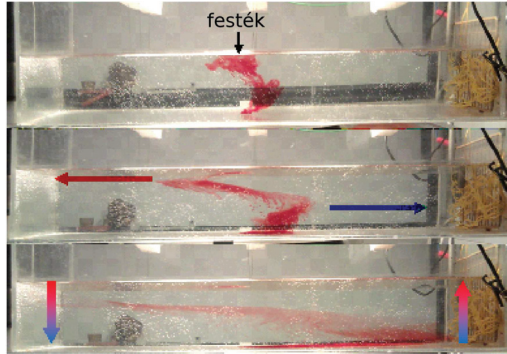
Az oldalfalakon alkalmazott differenciális fűtés teljes mélységű egycellás háttéráramlást indított be a nem forgatott rendszerben, melyet a 4.7. ábra pillanatfelvételein festéssel tettünk láthatóvá. Amint azt a 2. fejezetben tárgyaltuk, a valódi óceánnak megfelelő,

elsősorban a *vízfelszínen* fűtött és hűtött elrendezésben nem triviális feladatot jelent a hőmérsékleti peremfeltételeket úgy beállítani, hogy a 4.7. ábrán láthatóhoz hasonló áramlási képet kapjunk (vö. a 2.14-2.16 ábrákkal). Ám az oldalról fűtött rendszerekben a folyadékelemeknek nem kell a gravitációt „leküzdeniük” a meleg és a hideg perem közötti mozgásához, tehát itt a ΔT_M „meridionális” hőmérséklet-különbség *bármely* értéke mellett teljes mélységű vízkörzés alakul ki. A 4.7. ábra felvételein látható festékfoltok áthaladási ideje a medence hosszán megfelelő becslést szolgáltatott a cirkuláció T_c időskálájának becslésére. A kapott értékek $T_c = 300$ és 1000 s között mozogtak az adott kísérletben beállított ΔT_M értékétől függően: nagyobb „meridionális” hőmérsékletkülönbség természetesen gyorsabb cirkulációt eredményezett. Megjegyezzük, hogy célunk, vagyis az utrechti modell gysolatainak ellenőrzése szempontjából nem bírt különösebb jelentőséggel, hogy a perturbálni kívánt teljes mélységű „meridionális” háttéráramlást nem a valódi óceáni helyzetnek megfelelő peremfeltételek alkalmazásával keltettük, hanem oldalsó fűtéssel. Ebben a kísérletsorozatban elégséges volt csupán egy MOC jellegű *sebességmezőt* létrehozni.

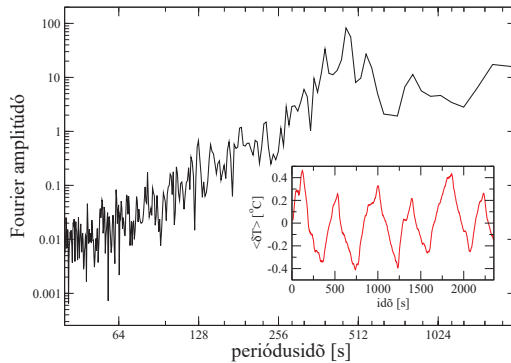
A tartályt egy $P = (3.0 \pm 0.05)$ s periódusidejű *forgóasztalra* szereltük. A vízfelszíni hőmérsékletértékeket kilenc, a 4.6. ábrán látható módon elhelyezett digitális hőmérő adatainak másodpercenkénti kiolvasásával naplóztuk, melyek mintegy 1 cm mélyen merültek a vízbe.

A ΔT_M „meridionális” hőmérsékletkülönbség és a forgatás mellett az utrechti csoport eredményei szerint a minimálmodell harmadik kulcsfontosságú eleme a felszíni hőmérsékleti „zaj” jelenléte. E perturbációt elrendezésünkben egy halogénlámpa szolgáltatta, melyet 50 centiméterrel a vízszint fölött, a forgó platform mellett rögzítettünk, így nem forgott a tartállyal együtt. A halogénlámpa teljesítményének legnagyobb részét az infravörös tartományban adta le, s ez a térben homogénnek tekinthető besugárzás 0.5°C nagyságrendű hőmérsékleti anomáliákat eredményezett a víz felszínén (míg ΔT_M értékei a különböző kísérletekben 0.25 és 1.75°C között változtak).

Kísérleteink során a lámpa ki- és bekapcsolását számítógéppel vezéreltük; az egymást követő állapotváltások közötti időtartamot egy $m = 200$ s várható értékkel és $\sigma = 50$ s szórással jellemezhető Gauss-eloszlásból véletlenszerűen választotta a program. A hőfluxus „zaj” átlagos periódusideje eszerint tehát $T_{\text{zaj}} = 400$ s, avagy a forgási periódus egységében kifejezve: $133 P$. Az egyik, csupán a lámpa hatását vizsgáló, oldalfűtés és forgatás nélküli kontrollkísérlet felszíni átlaghőmérséklet-idősorát és annak Fourier-spektrumát láthatjuk a 4.8. ábrán. A víztömeg ugrásszerű lámpakapcsolásokra adott válaszfüggvényeire exponenciális telítődési görbéket illesztettünk. Innen a vízfelszín hőmérsékletének relaxációs idejére $\tau \approx 100$ s ($33 P$) érték adódott. A spektrumból az is kiténik, hogy épp a felszíni vízréteg relaxációja folytán a gerjesztés vörös zaj jellegű, hasonlóan az utrechti csoport által alkalmazott, már említett NAOI-jelhez. Összefoglalva tehát, a fentiek szerint kísér-



4.7. ábra. Három felvétel az MOC jellegű teljes mélységű vízkörzésről kísérleti elrendezésünkben. A képek egy nem forgatott kontrollkísérlet során készültek. Az áramlást a kád közepénél befecskendezett piros festékkel tettük láthatóvá. A nyilak a hideg mélységi (kék), és a meleg felszíni (piros) áramlási ágak irányát jelölik.



4.8. ábra. A kilenc hőmérő adatainak átlagából nyert vízfelszíni hőmérsékletváltozás $\langle \delta T \rangle$ válasza a lámpás gerjesztés ugrásszerű állapotváltásaira. A betétkép az idősor egy szakaszát, a fekete görbe pedig a teljesítményspektrumot mutatja. Jól kivethető a $T_{\text{zaj}} \approx 400$ s időskálának megfelelő csúcs, illetve a spektrális háttér vörös zaj jellege (a legnagyobb amplitúdók a legkisebb frekvenciáknál, azaz legnagyobb periódusidőknél találhatók). Az adatokat egy nem forgatott, oldalfűtés nélküli kontrollkísérlet során rögzítettük.

leti elrendezésünket négy karakterisztikus idő dimenziójú paraméterrel jellemezhetjük: P , T_c , T_{zaj} és τ .

4.2.3. A kiértékelés módszerei

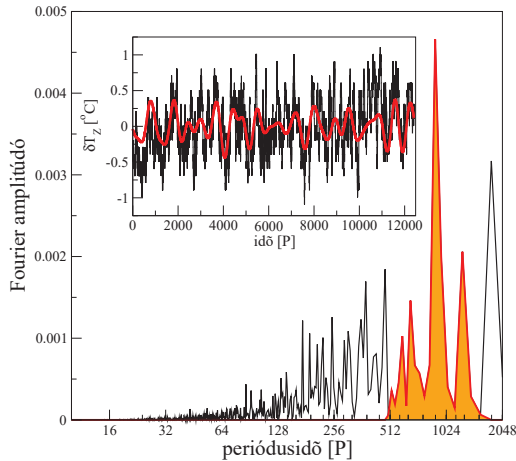
Amint az előzőekben megemlítettük, az utrecht-i minimálmodellben megfigyelt változékonyság időskáláját a folszerű hőmérsékleti anomáliák zonális irányú terjedése jelölte ki. Ahhoz, hogy meghatározzuk, mely spektrális tartomány jelenségeire érdemes kísérleti adataink kiértékelésekor fókuszálnunk, először is meg kell becsülnünk a „zonális” terjedés időtartamát laboratóriumi elrendezésünkben. Ehhez elsőként határozzuk meg az áramlás U karakterisztikus vízszintes sebességét e forgatott, hőmérsékletkülönbség-hajtotta rendszerben. A becslés így írható [2]:

$$U \approx \frac{\alpha g \Delta T_M H}{2\Omega D} = 3.78 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (4.4)$$

ahol $\alpha = 4.3 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ az édesvíz térfogati hőtágulási együtthatója, g a gravitációs gyorsulás, $\Delta T_M \approx 1^\circ\text{C}$ a medence fűtő és hűtő oldala közötti „meridionális” hőmérsékletkülönbség jellemző értéke, D a tartály „zonális” irányú szélessége, $\Omega = 2.094 \text{ s}^{-1}$ a kád P forgatási periódusidejéhez tartozó szögsebesség, $H = 10 \text{ cm}$ pedig a víz mélysége. U ismeretében a medence D „zonális” szélességének átszeléséhez szükséges időtartam a $D/U \approx 630 \text{ s}$ ($210 P$) értékkel becsülhető. Megjegyezzük, hogy ez az eredmény nagyságrendi egyezést mutat az előző szakaszban, mérések útján kapott T_c paraméter értékével. Az oszcilláció várható, jellemző Π periódusidejét innen, az utrecht-i minimálmodell 4.5. ábrán is bemutatott dinamikája értelmében az áthaladási idő négyszeresével becsülhetjük, melyre így $\Pi \approx 2520 \text{ s}$ ($840 P$) adódik. Vegyük észre, hogy érvelésünkben U értékét a *meridionális* hőmérsékletkülönbség figyelembe vételével becsültük, habár a *zonális* áthaladás időtartamát kívántuk meghatározni. Ezt azért tehettük meg, mert e Coriolis-erő által dominált áramlási rendszerben a vízszintes sebességek minden irányban azonos nagyságrendűnek tekinthetők. Hasonló becslések és a mérési idősorok előzetes vizsgálata alapján végül az $1500\text{-}5000 \text{ s}$ ($500\text{-}1667 P$) spektrális sávot jelöltük ki az AMV jellegű dinamika vizsgálatára. Megjegyezzük, hogy mivel méréseink időtartamát limitálta a jég olvadása kísérleti elrendezésünk hűtő rekeszében (4.6. ábra), a $\sim 2000P$ fölötti spektrális tartomány dinamikáját már nem tudtuk volna szignifikánsan mintavételezni.

A 4.1. alfejezetben említett AMOI érték a (4.1) szerinti \tilde{T} SST anomáliák térbeli átlagaként áll elő. Ám láttuk, hogy az utrecht-i minimálmodellben, illetve a 4.2. ábra tanúsága szerint a valódi óceánban is az AMV éppúgy tetten érhető az SST-mező térbeli mintázatának megváltozásaiban. Ez azt jelenti, hogy *helyhez kötött* SST-mérések idősorai is hordozhatják a keresett változékonyság jeleit. *Két* egyidejű, egymástól a medence

kiterjedésével összemérhető távolságra elhelyezett „pontoszerű” hőmérsékletmérés $\Delta T(t)$ különbségi jelének $\delta T(t) = \Delta T(t) - \langle \Delta T(t) \rangle$ anomáliája méginkább alkalmas lehet a folt-szerű hőmérsékleti anomáliák terjedésének detektálására, ráadásul így a teljes vízfelületet homogén módon érő perturbációk hatása (például a halogénlámpa kapcsolgatása, vagy a szoba hőmérsékletének napi menete) is „automatikusan” kiszűrődik a jelekből. Ezért méréseink kiértékelése során elsősorban az ilyen *különbségi jeleket* elemeztük. Összehasonlításként a 4.2.5. szakaszban SST reanalízis adatok felhasználásával megvizsgáljuk majd, hogy a laboratóriumi mérések során alkalmazott mérési módszerek mennyiben alkalmazhatók a valódi óceán esetében a 20-30 éves változékonyság hatásainak kimutatására.



4.9. ábra. Egy tipikus „zonális” hőmérsékletkülönbségi jel (δT_Z) a sáváteresztő szűrés előtt (a betétkép fekete görbéje) és utána (betétkép piros görbéje), valamint Fourier-spektrumaik. A „szűretlen” idősor spektrumán a szűrés áteresztési sávjába eső csúcsok alatti területet narancssárga színezéssel jelöltük. E kísérlet során a minimálmodell mindhárom komponense (forgatás, oldalfűtés, lámpa) működött. Időegységnek a körfordulás $P = 3.0$ s periódusidejét választottuk.

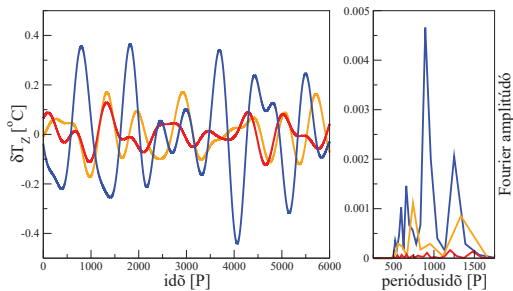
Egy kísérlet beindítását követően a rendszernek mintegy órányi (1200 P) időre volt szüksége a kvázistacionárius állapot eléréséhez. A hőmérséklet-idősorok e kezdeti tranziens szakaszát levágtuk, nem vettük figyelembe a kiértékelés során. A „nyers” adatsorokat a már említett 500 és 1667 P közötti spektrális sávban áteresztő szűrésnek vetettük alá. A 4.9. ábra az egyik tipikus $\delta T_Z(t)$ „zonális” hőmérsékletkülönbség-idősort, illetve a hozzá tartozó teljesítményspektrumot mutatja a szűrés előtt és után.

4.2.4. Kísérleti eredmények

Kísérleteink során elsőként azt kívántuk ellenőrizni, hogy az utrechti modell laboratóriumi megfelelője valóban minimális, azaz esetünkben is fennáll, hogy a forgatás, a „meridionális” hőmérsékletgradiens és a halogénlámpa által keltett „zaj” szükséges és elégséges feltételeket biztosítanak egy markáns oszcilláció gerjesztéséhez a vizsgált spektrális tartományban. Amint már röviden megemlítettük, az utrechti csoport demonstrálta [46], hogy zaj jelenléte nélkül a vízfelszínen kirótt (2.10) típusú relaxáló hőmérsékleti peremfeltétel τ paraméterének realiztikus értéke mellett az MOC jellegű rendszer *nem* mutat számottevő AMV-jellegű változékonyságot, az áramlás ezen saját módusa ekkor lecsillapítódik. Azt is megmutatták ugyanakkor, hogy a kicsiny, zajszerű hőfluxus-perturbáció hozzáadása elégséges lehet a csillapítás leküzdéséhez és a változékonyság fenntartásához.

Kontrollkísérleteink során laboratóriumi modellünk is hasonló jellegű erősítést mutatott. A jelenséget a 4.10. ábra mutatja, melyen megismételtük a 4.9. ábra szűrt $\delta T_Z(t)$ idősorát, illetve az ehhez tartozó spektrumot (kék görbék) két kontrollkísérlet eredményeivel együtt. Megjegyezzük, hogy ezen „zonális” hőmérsékletkülönbség-idősorokat minden esetben a 4.6. ábrán piros körökkel jelölt hőmérők különbségi jeleiből kaptuk. Az első tesztfuttatás során (piros görbék) kizárólag a lámpa működött, azaz a forgatást, és az oldalfűtést is kikapcsoltuk. Érdekes, hogy ezen a $\delta T_Z(t)$ adatsoron is látunk időbeli változékonyságot annak ellenére, hogy a lámpa szinte homogén módon világította meg a vízfelszínt, és helyzete sem változott a kádhoz képest. Ezért a hatásért a fölülről zárt tartályunkban kialakuló „időjárás”, azaz a lámpa által felmelegített vízfelszín fölött beinduló konvekció felelős. A felmelegített légtömeg visszahat a modell-óceánra, s ezzel – az utrechti modell zajtagjában is szereplő – anomális felszínhőmérséklet-mintázatok alakulhatnak ki. A másik kontrollkísérletünk (narancssárga görbe) a komplementer elrendezéssel zajlott, azaz a forgatás és az oldalfűtés is működött, ám a lámpa nem. Jól látható, hogy a legnagyobb amplitúdók a vizsgált 500-1667P spektrális tartományban akkor figyelhetők meg, amikor a minimálmodell mindhárom komponense aktív. Ez annak ellenére így van, hogy a lámpa működéséhez tartozó T_{zaj} és τ értékek (ld.: 4.2.2. szakasz utolsó bekezdése) a megfigyelt változékonyság időskálájánál lényegesen kisebbek.

Megjegyezzük, hogy bár a kísérletünkben használt „zajos” hajtás elve hasonló az utrechti modelléhez, fontos különbséget jelent, hogy az infravörös sugárzás δ behatolási mélységét nem lehetséges megfelelően leskálázni a laboratóriumi mérettartományra. Az óceánban $\delta \ll H$ áll fenn, míg esetünkben $\delta \approx H$, így a kísérletben az aljzaton is számottevő sugárzási hőfluxus mérhető. A mérés azon szakaszaiban, amikor a lámpa ki van kapcsolva, elsőként a víz felszíne hűl le, miközben a mélyebb régió a megelőző bekapcsolt állapot során fölvert hő számottevő részét még tárolja. Ez az instabil hidrosztatikai helyzet függőlegesen ereszkedő hideg „ujjak” megjelenéséhez vezet, s modellünkben ezek

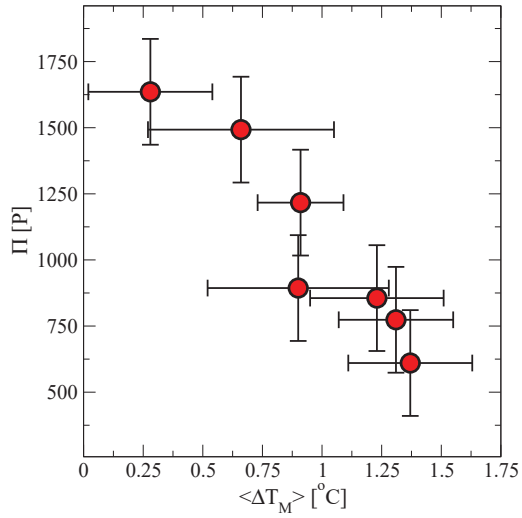


4.10. ábra. A szűrt δT_Z „zonális” hőmérsékletkülönbség-anomália idősorok (balra) és spektrumaik (jobbra) összevetése. A három futtatás: csak a „lámpa zaj” aktív (piros); a forgatás és oldalfűtés aktív, de a lámpa nem (narancssárga); mindhárom komponens aktív (kék).

is hozzájárulnak az MOC-jellegű háttéráramlás zajszerű perturbációjához.

A következőkben a $\langle \Delta T_M \rangle$ időátlagolt „meridionális” hőmérsékletkülönbséget kontrollparaméterként használva megvizsgáltuk, hogy a hőmérsékletkülönbség-anomália idősorokban a legnagyobb amplitúdójú spektrális csúcsához tartozó periódusidő hogyan változik különböző oldalfűtés-viszonyok mellett. A $\langle \Delta T_M \rangle$ értéket minden esetben a 4.6. ábrán kék körökkel jelölt hőmérők különbségi jelének időátlagolásával nyertük, a Π jellemző periódusidőt pedig a δT_Z zonális hőmérsékletkülönbség-anomália jelek spektrumai alapján határoztuk meg. A (4.4) egyenletből látható, hogy az utrechti modell szerint egy anomális hőmérsékletű folt áthaladási ideje, s így az AMV-módus Π periódusideje is $\langle \Delta T_M \rangle^{-1}$ szerint skálázik. E becsléssel összeegyeztethető függést talált Dijkstra a szimulációk során is [47]. A 4.11. ábrán bemutatott mérési eredményeink szintén konzisztensek $\Pi \propto \langle \Delta T_M \rangle^{-1}$ feltételezésével, hiszen egyértelmű csökkenő trendet mutatnak. Ugyanakkor az adatok ebben a tartományban még nem mutatják a függés divergenciáját a $\langle \Delta T_M \rangle = 0$ érték felé közeledve (durván lineáris trend figyelhető meg). Ennek oka a mérések véges időtartamában keresendő: a még kisebb $\langle \Delta T_M \rangle$ értékekhez már olyan periódusidők tartoztak volna, melyeket kísérleti elrendezésünkben már nem tudtunk vizsgálni.

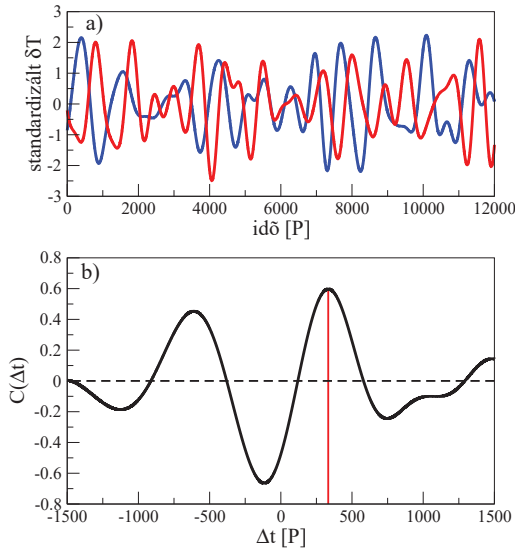
A foltszerű SST-anomáliák terjedését egy Dijkstra és munkatársai által javasolt indikátor segítségével számszerűsíthetjük [48], melyet a zonális és meridionális hőmérsékletkülönbség-anomália idősorok $\delta T_M(t)$ és $\delta T_Z(t)$ közötti *fázistolás* értéke ad meg. Érdeemes megjegyezni, hogy az utrechti kutatók (mind a numerikus modellek, mind az óceáni mérések adatai esetében) az Észak-Atlanti-medence két-két hosszúsági és szélességi köre mentén *kiátlagolt* SST-anomáliákkal és nem csupán két pontpár különbségi jeleivel dolgoztak. Esetünkben azonban hasonló „zonális” és „meridionális” átlagok használata jelentős



4.11. ábra. A szűrt δT_Z idősorok legnagyobb amplitúdójú Fourier-komponensének Π periódusideje a $\langle \Delta T_M \rangle$ átlagos meridionális hőmérsékletkülönbség függvényében.

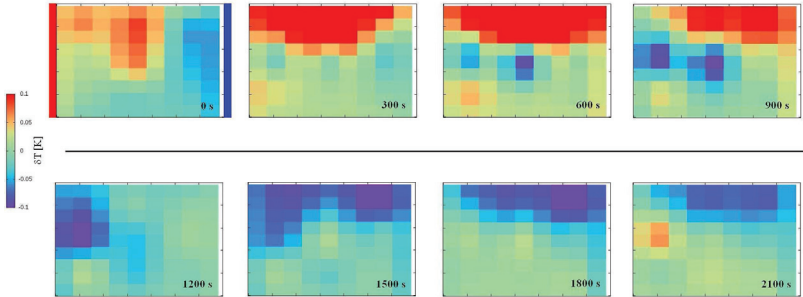
szisztematikus hibához vezetett volna, hiszen hőmérőinket egy 3×3 -as rács pontjaiban helyeztük el, így az átlagolás során a sarokpontokban levő szenzorok adatai mindkét idő-sorban nagy súllyal szerepeltek volna. Ezért ezúttal is csupán a 4.6. ábrán körökkel jelölt mérőpontok adatait értékeltük ki.

Két ily módon nyert, standardizált és sáváteresztő szűrésnek alávetett idősort láthatunk a 4.12.a ábrán. Minden mérés esetében kiszámítottuk $\delta T_M(t)$ és $\delta T_Z(t)$ keresztkorrelációját ($C(\Delta t)$), maximálisan $|\Delta t_{\max}| = 5000$ s ($1667 P$) időbeli eltolásig (4.12b. ábra). A fáziskülönbség mérőszámául az első $\Delta t > 0$ feltételt kielégítő maximumhelyet választottuk (Δt_ϕ), melyre e konkrét esetben $\Delta t_\phi \approx 1000$ s ($333 P$) adódott ($C(\Delta t_\phi) \approx 0.6$).



4.12. ábra. a): A „meridionális” δT_M (kék) és a „zonális” δT_Z (piros) hőmérsékletkülönbség-anomália idősorok szűrés és standardizálás után. b): A fenti adatsorok keresztkorrelációs diagramja, mely $\Delta t_\phi = 333 P$ értéknél mutat maximumot (piros vonal).

Ahhoz, hogy jobb képet kaphassunk a megfigyelt változékonyság tényleges térbeli mintázatáról, az összes ($i = 1, \dots, 9$) mérőpontban meghatároztuk a $\delta T_i(t) = T_i(t) - \langle T_i(t) \rangle$ lokális anomáliák idősorait. Ezeket a „szokásos” szűrést követően köbös interpoláció segítségével „térképek” sorozatává kombináltuk össze. Néhány ilyen pillanatképet mutat be a 4.13. ábra, melyek ugyanazon kísérlethez tartoznak, mint a 4.12 ábra adatai. Jól látható, hogy az anomális foltok „zonális” irányú terjedéséhez „meridionális”



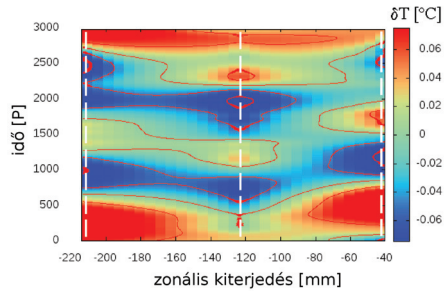
4.13. ábra. A sáváteresztő szűrésnek alávetett hőmérsékletanómia-térképek. A medence „egyenlítői” régiója a képek bal oldalánál található, a hűtés pedig a jobb oldali szélén történt. Jól követhető egy meleg (felső sor) majd egy hideg (alsó sor) anomália végighaladása a medencén. Az áthaladások időtartama (mintegy 1000 s vagy 333 P) jó egyezést mutat az ugyanezen kísérletre kapott keresztkorrelációs vizsgálatból kapott értékkel (ld. 4.12. ábra).

mozgás is társul, mely a zonálishoz képest könnyebben követhető a medence oldalainak $L/D = 2.7$ aránya miatt. A 4.13. ábra felvételeinek felső sorában, ahol az dinamika első „félperiódusát” láthatjuk, egy foltszerű meleg anomália meridionális elmozdulása figyelhető meg. A periódus második szakaszát (alsó sor) egy hideg anomália hasonló terjedése dominálja. A képeken feltüntetett időpontok (itt a $t = 0$ értéket az első „felvételhez” választottuk) tanúsítják, hogy a korrelációs vizsgálatok útján kapott fázistolás értéke (a futtatásnál $\Delta t_\phi \approx 1000$ s, vagy 333 P) valóban jó egyezést mutat az anomális foltok áttérjedési idejével a medence egyik oldalfalától a másikig.

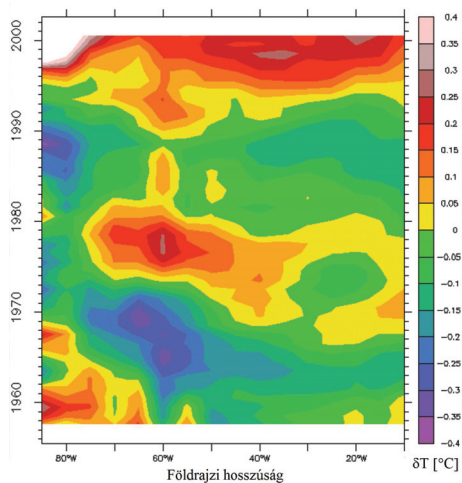
A középső „zonális” hőmérősor szűrt $\delta T_i(t)$ jeleit egy térbeli és időbeli, ún. Hovmöller-diagramon is ábrázoltuk (4.14. ábra). A három mérőpont helyzetét jelző függőleges szaggatott vonalak közötti tartományt ezúttal is köbös interpolációval töltöttük ki. Mind „nyugati”, mind „keleti” irányú foltterjedésre látunk példákat, melyek hasonló mintázatba rendeződnek, mint az óceáni mérési adatok felhasználásával készült 4.15. ábrán látható hőmérsékleti anomáliák [49].

Mivel az AMV módus karakterisztikus időskáláját az utrecht-i minimálmodell szerint éppen a foltterjedés állítja be, azt várjuk, hogy a δT_z idősorok Fourier-transzformációjából nyert Π periódusidők korrelációt mutatnak a fentebb tárgyalt Δt_ϕ fázistolás-értékekkel. Te Raa és Dijkstra megmutatták [45], hogy ha csupán egyetlen anomális folt mozogna a vízfelszínen a 4.5. ábrán bemutatott dinamikának megfelelően, $\Delta t_\phi = \Pi/4$ állna fönn.

A két paraméter méréseinkből kapott viszonyát a 4.16. ábra mutatja. Az itt feltárt

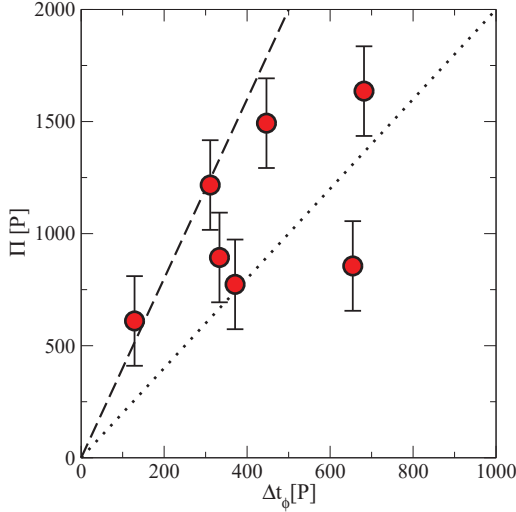


4.14. ábra. A vízfelszín egy „zonális” szeletén mért hőmérsékletanomáliák Hovmöller-diagramja. A vizsgált mérőpontok a „meridionális” irányban 15 cm ($\sim 0.2L$) távolságra helyezkedtek el a medence „egyenlítői” peremétől. A hőmérők zonális helyzetét függőleges szaggatott vonalakkal jelöltük (vö.: 4.15. ábra).



4.15. ábra. Az Észak-Atlanti-medence $10^\circ - 60^\circ N$ közötti zonális régiójának meridionálisan kiágolt Hovmöller-diagramja. Az ábra a *vízfelszín alatt* 300-400 méterrel végzett mérésekből állt össze, a Joint Environment Data Analysis (JEDA) Center (<http://jedac.ucsd.edu/index.html>) adatainak felhasználásával. Forrás: [49]

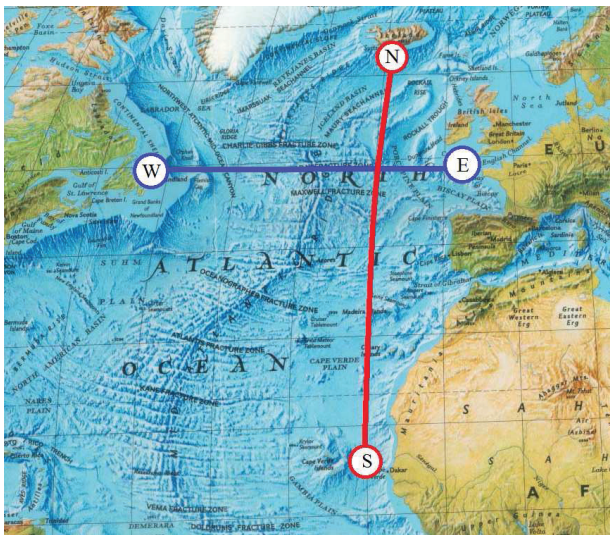
függés nem bizonyult olyan markánsnak, mint a 4.11. ábrán látható $\Pi(\langle \Delta T_M \rangle)$ viszony (ami a gerjesztés „zajos” jellegére miatt egyáltalán nem meglepő), a korrelációt mégis jelzi, hogy az adatpontok túlnyomó többsége abban a tartományban helyezkedik el, melyet a $\Delta t_\phi = \Pi/4$ és $\Delta t_\phi = \Pi/2$ függvényeknek megfelelő pontozott és szaggatott vonalak határolnak.



4.16. ábra. A szűrt δT_Z idősorok legnagyobb amplitúdójú Fourier-komponensének Π periódusideje a „meridionális” és „zonális” hőmérsékletkülönbség-anomália idősorok közötti Δt_ϕ fázistolás függvényében. A pontozott vonal a $\Pi = 2\Delta t_\phi$ függést, a szaggatott pedig a $\Pi = 4\Delta t_\phi$ kapcsolatot jelöli. A tény, hogy a legtöbb adatpont a két egyenes közötti tartományba esik, korrelációra utal.

4.2.5. Az eredmények összevetése az óceánnal

Ahhoz, hogy kísérleti eredményeinkből következtetéseket vonhassunk le az Atlanti-óceánra vonatkozóan, elsőként igazolnunk kell, hogy mérési és kiértékelési módszereink a valódi óceán esetében is alkalmasak lennének a 20-30 éves skálájú AMV-módus kimutatására. Szerencsénkre, az USA legfőbb légkör- és óceánkutatással foglalkozó szerve, a NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) szabadon hozzáférhetővé tette a Kaplan SST V2 adatbázist [34], mely havi SST-adatokat tartalmaz 1856-től napjainkig (az adatbank folyamatosan frissül), globális lefedettséggel, $5^\circ \times 5^\circ$ -os felbontás mellett. A Kaplan



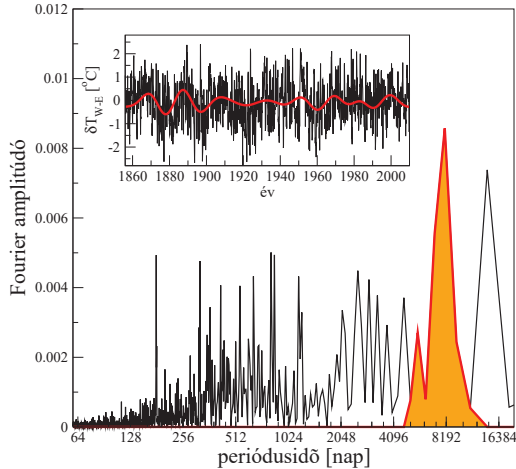
4.17. ábra. Az óceáni reanalízisadatok vizsgálatokor felhasznált mérőpontok földrajzi elhelyezkedése (vö.: 4.6. ábra).

SST V2 *reanalízis*-adatok gyűjteménye. Ez annyit jelent, hogy a tényleges in-situ mérési adatok mellett interpoláció útján az olyan földrajzi helyek SST-értékeit is meghatározták, melyekről (különösen a műholdakat megelőző időszakban) nem álltak rendelkezésre ilyen adatok. Az interpolációhoz a különböző területeken mért meteorológiai állapotjelzők között megfigyelt korrelációkat és az SST-mintázatok ún. „empirikus ortogonális függvényeit” (Empirical Orthogonal Function – EOF) használták föl.

Mérési technikánk imitálása céljából négy rácpontot választottunk ki az Észak-Atlanti-óceán „sarkaiban” (4.17. ábra). Az északi helyszínt (N) Izland közelében ($62.5^{\circ}N$, $22.5^{\circ}W$), a délit (S) a Zöldfoki-szigetekenél, Mauritánia szomszédságában ($12.5^{\circ}N$, $22.5^{\circ}W$), a nyugatit (W) Újfundland partjainál ($47.5^{\circ}N$, $57.5^{\circ}W$), végül a keletit (E) a Brit-szigetek közelében jelöltük ki ($47.5^{\circ}N$, $7.5^{\circ}W$).

Csakúgy, mint a kísérleti adatok feldolgozásakor, meghatároztuk a δT_Z „zonális” hőmérsékletkülönbség-anomáliának megfeleltethető $W - E$ idősor legnagyobb spektrális csúcsának Π periódusidejét, mely $\Pi = 7580$ napnak (azaz mintegy 20.8 évnek) adódott. A csúcs szélessége alapján az 5000 és 12 500 nap (13.7-34.2 év) közötti spektrális sávot tartottuk meg a szűrés után (4.18. ábra).

A következőkben (akárcsak a kísérleti $\delta T_Z(t)$ és $\delta T_M(t)$ esetében) meghatároztuk a

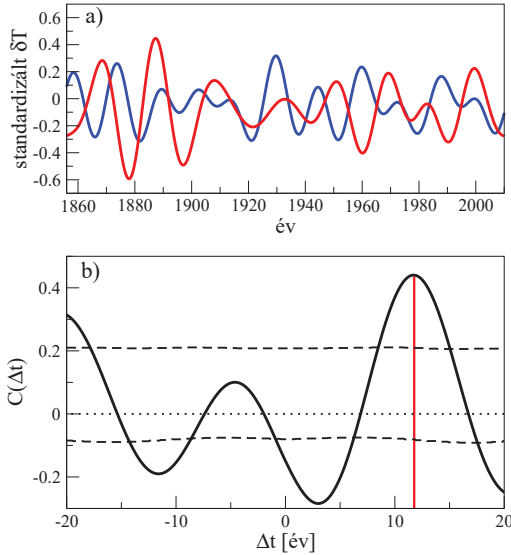


4.18. ábra. A havi felbontású $W - E$ hőmérsékletkülönbség-anomália idősor a sávát-eresztő szűrés előtt (a betétkép fekete görbéje) és utána (betétkép piros görbéje), valamint Fourier-spektrumaik. A szűrés során a 167-411 hónapos (5 000-12 500 napos) periódusidő-tartományt tartottuk meg. A „szűretlen” idősor spektrumán a szűrés áteresztési sávjába eső csúcsok alatti területet narancssárga színezéssel jelöltük (vö.: 4.9. ábra).

$W - E$ és $S - N$ közötti jellemző Δt_ϕ fázistolás értékét. A szűrt és standardizált idő-sorokat és $C(\Delta t)$ keresztkorrelációs függvényüket a 4.19. ábra mutatja. Az első $\Delta t > 0$ tartománybeli maximumot $\Delta t_\phi = 4200$ napnál (kb. 12 év) találtuk, ahol $C(\Delta t_\phi) = 0.45$ adódott. Ezen eredmények konzisztensek jóval részletesebb reanalízis vizsgálatokkal is [50], ahol ~ 10 éves áthaladási idejű anomális SST-foltokat azonosítottak a szerzők.

Nyilvánvaló, hogy laboratóriumi elrendezésünk olyannyira leegyszerűsített modellje a valódi Észak-Atlanti-óceánnak, hogy a dinamika kvalitatív hasonlóságának megállapításán túlmutató számszerű összehasonlításokat csak meglehetősen kritikus szemlélettel végezhetünk. Mindazonáltal érdemesnek tartottuk egy nagyságrendi becslés erejéig megvizsgálni, hogy a méréseink alapján nyert $\Pi(\langle T_M \rangle)$ függés (4.11. ábra) mennyiben konzisztens az óceánban megfigyelt viselkedéssel.

Az összevetést a hőmérséklet- és időskálák megfelelő dimenziótlanítása segítségével végezhetjük el. A P forgatási periódusidő igen kézenfekvő időegység-választást jelent a laboratóriumi méréseknél; az így kifejezett Π' értékek természetesen a valódi óceán nap egységeiben mért időadataival hasonlíthatók össze. A $\langle T_M \rangle$ „meridionális” ($S - N$) hő-mérsékletkülönbségek és a medencék különböző geometriai paramétereinek összekálázása



4.19. ábra. a): Az $S-N$ (kék) és a $W-E$ (piros) hőmérsékletkülönbség-anomália idősorok sáváteresztő szűrés és standardizálás után. b): A fentebbi adatsorok keresztkorrelációs diagramja. A szaggatott görbe a 95%-os konfidenciaintervallum határait jelöli.

pedig a geosztrofikus hidrodinamikai hasonlóság mérőszáma, a (4.2) *Rossby-szám* segítségével történhet. A Ro képletében látható U karakterisztikus áramlási sebesség értékét a (4.4) becsléssel adhatjuk meg. A behelyettesítés után a Rossby-szám ezt az alakot ölti:

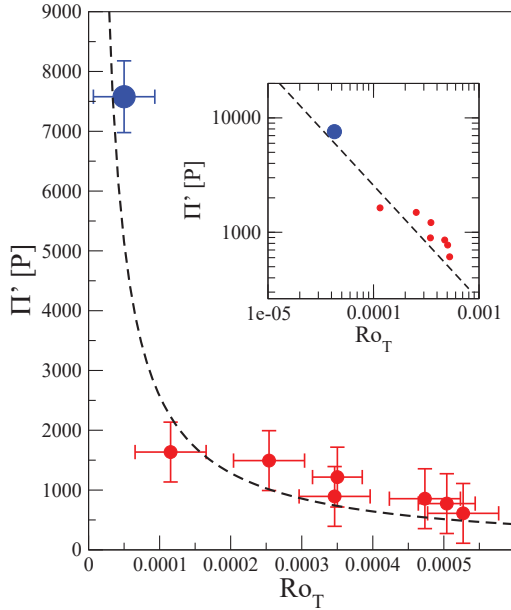
$$Ro_T = \frac{\alpha g \langle \Delta T_M \rangle H}{4 \Omega^2 D^2}, \quad (4.5)$$

A T index az áramlás hőmérséklet-hajtotta jellegére utal: a Rossby-szám ilyen módon kifejezett alakját a szakirodalom *termikus Rossby-szám* névvel illeti. A többi jelölés (és a kísérleti elrendezés esetében értékük is) megegyezik a (4.4) egyenletbeliekkel. Az óceán esetében távolságskálának a $D = 6.4 \cdot 10^6$ m értéket választottuk, mely az Atlanti-óceán legnagyobb szélessége (ugyanakkor egybeesik a Föld sugarával is, melyet szintén gyakran használnak hasonló nagyságrendi becslésekhez). $\alpha = 3.0 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, a tengervíz átlagos térfogati hőtágulási együtthatója, $\langle \Delta T_M \rangle = \langle \Delta T_{S-N} \rangle = 15^\circ\text{C}$ az átlagos meridionális SST-különbség nagysága, $\Omega_F = 7.272 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ pedig a Föld forgásának szögsebessége. A megfelelő H karakterisztikus mélység meghatározása az AMV esetében nem triviális,

hiszen nem állnak rendelkezésünkre adatok arról, hogy a valódi óceánban a változékonyság hatására fellépő perturbációk az MOC háttéráramlásban milyen mélységig fejtik ki hatásukat. Műszeres mérésekkel néhány száz méterrel a felszín alatt sikerült kimutatni az AMV jelhez társuló hőmérsékletanomáliákat (ld. 4.15. ábra) [49], ám az Atlanti-óceán mélyebb régióiból még nem állnak rendelkezésünkre ilyen jellegű adatok. Ezért nagyságrendi becslésként a $H = 1000$ m közelítéssel éltünk. E paramétereket behelyettesítve a (4.5) egyenletbe, az Észak-Atlanti-medencére $Ro_T \approx 0.5 \cdot 10^{-4}$ adódott, míg kísérleteink esetében a termikus Rossby-szám értéke a $Ro_T = 10^{-4}$ és $Ro_T = 5 \cdot 10^{-4}$ közötti intervallumban mozgott.

A 4.11. ábrán már bemutatott adatpontokat dimenziótlan egységekben kifejezve piros pontokkal ábráztunk 4.20. ábrán, az óceáni rendszerre kapott értéket pedig késsel jelöltük. A szaggatott görbe a *kísérleti* adatokra illesztett $f(x) = a/x$ függvény alakja (a fordított arányosság fennállását Ro_T és Π' között a 4.2.4. szakaszban tárgyalt megfontolások alapján feltételeztük). Vegyük észre, hogy a valódi AMV adatpontja – annak ellenére, hogy az illesztéskor nem vettük tekintetbe – igen közel helyezkedik el a szaggatott görbéhez. Az egyezés arra utalhat, hogy valóban a laboratóriumi minimálmodellünkben megfigyelt dinamikához hasonló folyamatok hajtják a többévtizedes skálájú SST-változékonyság 20-30 éves módusát. Természetesen – épp az óceáni geometriai paraméterek kissé önkényes megválasztása miatt – nem szabad az óceáni mérőpont pontos illeszkedésének túlzott jelentőséget tulajdonítanunk. A lényeges észrevétel, hogy jó *nagyságrendi* egyezés áll fenn kísérleti elrendezésünk és az óceánban megfigyelt dinamika között.

Annak igazolása, hogy a fenti dimenziótlanítás valóban az elrendezésünk (és az AMV) természetes skáláját adja, további jövőbeli kísérleteket igényel. Meg kell vizsgálnunk a periódusidő függését a medence geometriai paramétereitől, a forgatás szögsebességétől, vagy a „zajos” gerjesztés spektrális tulajdonságaitól. Elektromos (Peltier-elemes) hűtés bevezetésével méréseink időtartama jelentősen megnövekedhet, s ez hozzásegíthet az AMV alacsonyabb frekvenciájú módusainak beazonosításához is. Tervezzük továbbá egy együtt-forgó infravörös kamera felszerelését is, mellyel az eddigieknél lényegesen jobb felbontású felszínhőmérséklet-térképeket állíthatunk össze. Az itt bemutatott vizsgálatok e majdani, fejlettebb technológiájú méréssorozat előkísérleteinek is tekinthetők.



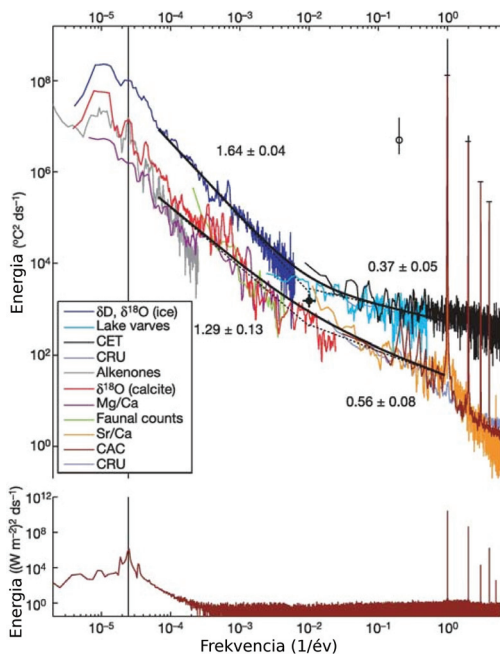
4.20. ábra. A P illetve nap egységeiben mért Π' „dimenziótlán” periódusidők a Ro_T termikus Rossby-szám („dimenziótlán hőmérsékletkülönbség”) függvényében. A piros pontok a laboratóriumi mérések eredményét jelölik, a kék pont pedig az óceáni reanalízisadatok alapján számított értéket mutatja. A szaggatott görbe a kísérleti pontokra illesztett $\Pi' = a Ro_T^{-1}$ görbét mutatja ($a = 0.249$). A betétkép ugyanezen mennyiségeket ábrázolja logaritmikus skálákon.

4.3. A műszeres AMOI idősor statisztikai elemzése

Az előző alfejezet az Észak-Atlanti-medencében megfigyelt 20-30 éves skálájú változékonyság vizsgálatára fókuszált, ám az AMV dinamikája (elnevezésének megfelelően) valójában jóval szélesebb spektrális tartományt ölel fel. Visszatekintve a 4.1. ábra 121 hónapos mozgóátlagolással simított, standardizált AMOI idősorára, szembetűnik, hogy a legmarkánsabb mintázatot az 50-70 éves „oszcilláció” mutatja. Ám erről sajnos nehezen lehet statisztikailag komolyan vehető kijelentéseket tenni, hiszen szinte egyáltalán nem ismerjük e változékonyság fizikáját (ld. 4.1. alfejezet), a rendelkezésre álló adatok pedig alig több mint két „periódust” fognak át. A legfőbb nyitott kérdés jelenleg abban áll, hogy az AMV-t előidéző folyamatok élesen elkülönülnek-e a rövidebb időskálákra jellemző változékonyságtól, s ha igen, mi az a fizikai hatásmechanizmus, amely specifikusan az 50-70 éves spektrális tartományt választja ki.

A 20. század második felétől kezdve különböző független kutatások során gyűjtött műszeres és paleoklimatológiai adatok lenyűgöző összesítését láthatjuk a 4.21. ábrán. Az ábrával három alapvető „elvi jelentőségű” megállapítást szeretnénk demonstrálni. Egyrészt, Földünk klímája (és időjárása) a hét nagyságrendet átfogó időtengely mentén csaknem mindenhol mutat valamiféle „zajszerű” változékonyságot, melyre a spektrum folytonos jellege utal. Másrészt, a spektrum vörös zaj jellegű; e háttérből emelkednek ki a markáns csúcsok, melyek többsége az alsó barna görbén bemutatott *Milanković*-féle égi-mechanikai gerjesztéssel hozható összefüggésbe. A harmadik lényeges észrevétel, hogy a háttérben különböző meredekségű (hatványfüggvény-jellegű) szakaszok különíthetők el. Ez arra hívja föl a figyelmet, hogy más-más a légkör, a mélyóceán és a kontinensvándorlások változékonysága által dominált időskálákon zajló folyamatok statisztikai jellege. Másképpen fogalmazva, a különböző fizikai hatásmechanizmusok eltérő spektrális háttérrel eredményeznek. Érdekes, hogy az egyik jelentős törés éppen a 100 éves periódusidőnek megfelelő frekvenciánál figyelhető meg; az ennél alacsonyabb frekvenciákat már a Nagy Óceáni Szállítószalag (GOC) „memóriája” uralja.

Az AMV időskálája a 4.21. ábra szerint a havi-évtizedes változékonyságokkal meg egyező háttérű tartományba esik, amelyben az óceán-atmoszféra kölcsönhatások még jelentős szerepet játszanak. Amennyiben tehát az AMV 50-70 éves módusa az óceán rövidebb skálájú dinamikájától lényegében független, s attól eltérő jellegű fizikai okokra vezethető vissza, amely valamiféle rezonancia útján gerjesztődik, akkor joggal várhatnánk, hogy az AMOI idősorban az AMV-nek megfelelő csúcs élesen elkülönüljön a havi-évtizedes skálákon megfigyelhető változékonyság spektrális háttérétől. Ha azonban hibahatáron belül illeszkedik a háttér menetébe, akkor arra kell következtetnünk, hogy az 50-70 éves módus csupán a „szokásos” zajszerű SST-változékonyság megnyilvánulása egy olyan időskálán, melyet mindeddig nem tudtunk megfelelően mintavételezni.



4.21. ábra. Műszeres és paleoklimatológiai adatok összefűtésével nyert hőmérsékletidősor-halmazok teljesítményspektruma, melyek a havtól a millió éves skálákig mutatják az éghajlati változékonyság időbeli jellegét. A felső görbesereget a magasabb földrajzi szélességek, az alsót pedig a trópusi zóna adatai alapján rekonstruálták. Legalul (barna görbe) a 65° északi szélességen beeső napsugárzás szimulált teljesítményspektrumát láthatjuk, melyben az éles csúcsok a Föld forgásának és keringéseinek periodikus perturbációiból (az ún. Milanković-ciklusokból) származnak. Forrás: [51]

4.3.1. Klasszikus idősormodellek

Az AMOI spektrumának vizsgálatával azt kívánjuk tehát megállapítani, hogy az AMV 50-70 éves csúcsa szignifikánsan kiemelkedik-e a zajszintből. Ehhez természetesen föl kell állítanunk egy *nullhipotézist* a háttér spektrumának jellegére vonatkozóan. Az SST-anomália idősorok modellezésének szerencsére kiterjedt irodalma van; most csak C. Frankignoul és K. Hasselmann 1977-es munkájára utalunk [52], melyben a szerzők meggyőzően demonstrálták, hogy az óceánt korrelátlan (fehér) légköri zajjal gerjesztve vörös zaj típusú válaszjelet kapunk, melynek statisztikai tulajdonságai – a havi-éves időskálákon –

jól modellezhetők egyszerű *autoregresszív* sztochasztikus folyamatokkal. Ezen *diszkrét* idősortmodell-osztály legegyszerűbb tagja az elsőrendű autoregresszív (AR(1)) folyamat, melynek adott Δt időtartamonkénti mintavételezéssel nyert $n + 1$ -edik tagja előállítható az n -edik tag konstans szászorosa, és egy „zaj” tag összegeként:

$$I_{n+1} = a_1 I_n + \xi_n , \quad (4.6)$$

ahol $|a_1| < 1$ adott valós konstans (a_1 pozitív értéke esetén kapunk vörös spektrumú folyamatot), ξ_n pedig egy diszkrét fehér zaj folyamat $m_\xi = 0$ várható értékkel és σ_ξ szórással. A fenti összefüggés rekurzív kibontásával (minden I_j tagot az előző I_{j-1} értékkel kifejezve) könnyen beláthatjuk, hogy az AR(1) folyamat lényegében a fehér zaj folyamat tagjainak lineáris kombinációja [53]. Ezért a folyamat m_I várható értéke szintén zérus, szórása pedig így adható meg: $\sigma_I = \sigma_\xi / \sqrt{1 - a_1^2}$. Az idősor autokorrelációja ekkor az alábbi alakban fejezhető ki:

$$C(l) = \langle I_j I_{j+l} \rangle = \frac{\sigma_\xi^2 a_1^l}{1 - a_1^2}. \quad (4.7)$$

Láthatjuk, hogy az $l \cdot \Delta t$ időbeli eltolás növelésével a korreláció exponenciális ütemben levg. A rendszer t_{corr} „memóriáját” jól jellemezhetjük az autokorrelációs függvény $l = 0$ eltolástól a $l = +\infty$ határesetig fölvevtt értékeinek végtelen sorösszegével:

$$t_{\text{corr}} = \sum_{l=0}^{\infty} C(l) \Delta t. \quad (4.8)$$

A (4.7) kifejezést (4.8)-ba helyettesítve egy konvergens sort kapunk, melynek határértéke egy $1/|\ln a_1|$ -el arányos konstans. Belátható tehát, hogy az AR(1) folyamat véges memóriával bír.

Az elsőrendű autoregresszív folyamat általánosításaként *m-edrendű autoregresszív folyamatokat* (AR(m)) is vizsgálhatunk, melyeknek egy adott pillanatbeli állapotát a megelőző m darab érték és a fehér zaj lineáris kombinációja adja meg:

$$I_{n+1} = a_1 I_n + a_2 I_{n-1} + \dots + a_m I_{n-m+1} + \xi_n , \quad (4.9)$$

ahol az $|a_i| < 1$ együtthatók szintén konstansok. Az autokorrelációs függvény alakja az AR(m) modelleknél is explicit módon kifejezhető – csakúgy mint a (4.7) esetben – s t_{corr} (4.8) szerinti kifejezése ezúttal is jól definiált értékekre vezet. Amint majd látni fogjuk, messze nem minden vörös zajt produkáló folyamat ilyen. A klimatológiai idősoroktól a gazdasági folyamatokon át a DNS szekvenciáig számtalan jelenség esetében a fenti

sorösszeg divergál, azaz e rendszerek „végtelen” memóriával bírnak, hosszútávú korrelációk figyelhetők meg bennük.

A véges memóriájú, „klasszikus” idősormodellek másik nagy osztályát a *k-adrendű mozgó átlag folyamatok* ($MA(k)$) alkotják. Itt a rendszer egy ξ_i fehér zaj folyamat megelőző k tagját összegzi különböző b_i súlyokkal (ablakfüggvénnyel):

$$I_{n+1} = b_0 \xi_n + b_1 \xi_{n-1} + \dots + b_k \xi_{n-k+1}. \quad (4.10)$$

A fenti definícióból (a fehér zaj korrelálatlansága miatt) következik, hogy az eltolás $l > k$ értékeire a $\langle I_j I_{j+l} \rangle$ korreláció mindig zérus. Az $AR(m)$ és $MA(k)$ folyamatok összegeként egy általánosabb idősormodell-osztályt nyerhetünk, az *autoregresszív mozgó átlag* folyamatot ($ARMA(m, k)$), melyet kiterjedten használnak különböző meteorológiai paraméterek időfejlődésének vizsgálatakor.

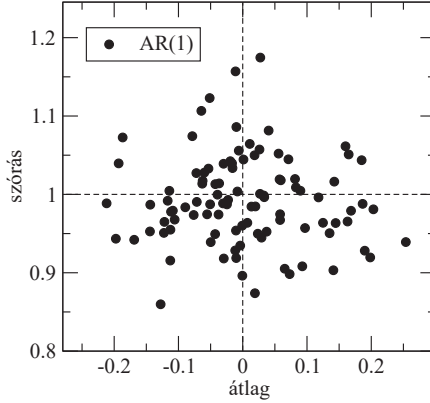
Kérdés, hogy miképpen állapíthatjuk meg egy tényleges mérési idősorról, hogy a fenti folyamatok közül melyikkel modellezhető legjobban. A modellek tesztelésének egy hatékony módszerét nyújtja a folyamat ún. *parciális autokorrelációs függvényének* vizsgálata. Ezen eljárás során egy idősor I_n és I_{n+l} tagja közti korrelációt úgy vizsgáljuk, hogy értékeiből levonjuk a közbülső ($I_{n+1}, I_{n+2}, \dots, I_{n+l-1}$) tagokra illesztett lineáris trendfüggvényt, így módon eliminálva az I_n és I_{n+l} közti elsőrendű függést [54].

A parciális autokorrelációs függvény egy $MA(k)$ folyamat esetében exponenciális levágást mutat, egy $AR(m)$ idősornál $l > m$ értékeire nullává válik, az $ARMA(m, k)$ esetében pedig az $l > m$ tartományban cseng le exponenciálisan [54].

A simítás nélküli, „nyers” havi AMOI adatsort vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy a parciális autokorrelációs függvény egyetlen lépésben nullává válik, mely az előzőek értelmében arra utal, hogy az eddig tárgyalt idősormodellek közül az $AR(1)$ nullhipotézis illeszkedik legjobban az adatokra.

A parciális autokorrelációs függvény valóban elég robusztus indikátornak tekinthető ahhoz, hogy az $MA(k)$ folyamatok jelenlétét kizárjuk, ugyanakkor megjegyzendő, hogy a korrelációk numerikus meghatározása minden esetben (különösen l nagyobb értékeire) meglehetősen *zajérzékeny*. Ismert tény azonban, hogy az idősor diszkrét Fourier-transzformációjával nyert $S(f)$ teljesítményspektrum éppúgy tartalmazza az időbeli korrelációkra vonatkozó információkat, s a (4.7) kifejezéshez hasonlóan ekkor is megadható az $AR(m)$ folyamatok spektrumának egzakt alakja.

A különböző $AR(m)$ idősormodellek „jóságának” számszerűsítésére a standardizált havi AMOI teljesítményspektrumára illesztettük az $m = 1, \dots, 5$ autoregresszív folyamatok $S(f)$ függvényeit, s minden esetben meghatároztuk a regresszió átlagos négyzetes hibáját, mely rendre a következő értékekre vezetett: 0.4310075, 0.4310932, 0.4306232, 0.4301207, 0.4293699. Láthatjuk, hogy m (vagyis az illesztett paraméterek számának)



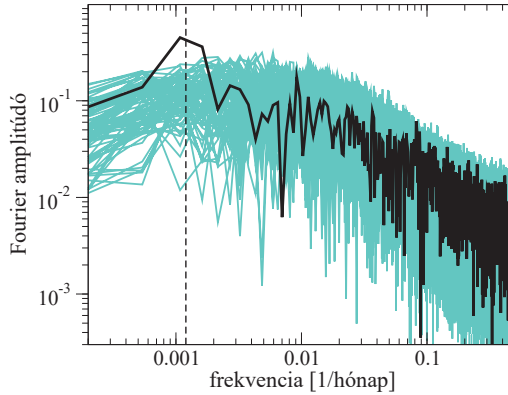
4.22. ábra. A standardizált AMOI idősorra illesztett AR(1) modell paramétereivel a (4.6) rekurzió szerint generált 100 modellidősor átlagainak és szórásainak eloszlása.

növelésével a hiba elhanyagolható mértékben csökkent, értékére még $m = 20$ esetében is 0.4247467 adódott. Ezért az egyszerűség kedvéért (s a parciális autokorrelációs függvényből kapott eredménnyel egyezően) az AR(1) nullhipotézist vizsgáltuk meg alaposabban. Ekkor a spektrum illesztése alapján a (4.6) szerinti a_1 paraméterre 0.9034684 érték adódott, a ξ_n fehér zaj Gauss-eloszlásának szórására pedig $\sigma_\xi = \sigma_I \sqrt{1 - a_1^2} = 0.428654$ értéket kaptunk (az idősor előzetes standardizálása miatt természetesen $\sigma_I \equiv 1$).

Az 50-70 éves AMV módus szignifikanciáját az AR(1) hipotézis esetén *Monte Carlo módszerrel* teszteltük. Az illesztett paraméterekkel a (4.6) rekurziót 185 500 időlépésen keresztül iteráltuk, majd a kapott jelet 100 egyenlő hosszú, a valódi AMOI idősorának megfelelő hosszúságú (1885 hónapos) darabra vágtuk. Az így nyert „véges méretű” minták átlagát és szórását a 4.22. ábrán láthatjuk; természetesen a további vizsgálatok előtt az összes idősort külön-külön standardizáltuk.

A valódi AMOI és a Monte Carlo módszerrel nyert eredmények teljesítményspektrumait a 4.23. ábra mutatja. Az AMOI szaggatott függőleges vonallal jelzett 50-70 éves csúcsa markánsan kiemelkedik a 100 modellidősor spektrumának sokaságából, tehát a vizsgált AMV módus ezek szerint egy 99% fölötti szignifikanciájú jel, mely nem írható le csupán a rövidebb időskálákra hibahatáron belül illeszkedő AR(1) modell alapján.

Ebből az eredményből kétféle következtetést is levonhatunk. Egyfelől elfogadhatjuk, hogy a zajszerű atmoszféra-óceán kölcsönhatások által gerjesztett SST anomáliák időbeli mintázata valóban AR(1) jellegű. Ekkor arra kell következtetnünk, hogy ezen változékonyság okaitól eltérő fizikai jelenségek, például a GOC belső dinamikájához köt-



4.23. ábra. A standardizált AR(1) idősortmodellek (ciánkék) és a havi AMOI (fekete) teljesítményspektruma. Az 50-70 éves AMV-módus „csúcsa” (melyet függőleges szaggatott vonal jelöl) láthatóan szignifikánsan kiemelkedik a modell görbeseregéből.

hető folyamatok lehetnek felelősek az 50-70 éves AMV módus jelenlétéért. Másrészt kereshetünk egy alternatív „ellenhipotézist” is, azaz egy olyan realiztikusnak tekinthető idősortmodell-osztályt, mely éppolyan jól (vagy még jobban) képes visszaadni a havi-éves skálájú SST-változékonyságot, mint az autoregresszív modell, ám az AMV jelenlétére is magyarázatot adhat.

A továbbiakban a második utat követjük: megvizsgáljuk, hogy mennyire ad a megfigyelésekkel konzisztens eredményeket annak feltételezése, hogy az SST anomáliák időfejlődésében is szerephez jutnak a már említett *hosszútávú korrelációk* (long-range correlation – lrc). Az AR(1) és lrc modellek finom különbségeinek összevetéséhez azonban olyan matematikai apparátusra van szükség, mely a DFT-nél kevésbé zajérzékeny, s nagyobb pontossággal képes megadni ugyanazon információkat, mint az autokorrelációs függvények, vagy a teljesítményspektrumok vizsgálata. Ilyen eszközt biztosít a *detrendált fluktuációelemzés* (Detrended Fluctuation Analysis – DFA) módszere.

4.3.2. A DFA p módszer

A p -edrendű detrendált fluktuációelemzés (DFA p) első alkalmazása Peng és munkatársai 1994-es publikációjához fűződik [55]. Az eljárás (pl.: [56] alapján) a következőképpen foglalható röviden össze: az I_j idősort ($j = 1, \dots, N$) azonos n hosszúságú szakaszokra osztjuk, melyekre a $k = 1, \dots, [N/n]$ indexszel hivatkozunk. (Ebben a szakaszban a $[\cdot]$ jelölés az egész rész képzésére utal.) Ezt követően minden k szegmensben belül egy-

egy p -edfokú $f_k^{(p)}$ polinomot illesztünk az ottani I_j adatpontokra. A regresszióval nyert függvények $f_k^{(p)}(j)$ értékeit ezután levonjuk az az idősor I_j pontjaiból. Az ily módon szakaszosan detrendált, reziduális $z_j^{(p)} = I_j - f_k^{(p)}(j)$ idősnak végül kiszámítjuk az $F_p(n)$ átlagos négyzetes fluktuációját, melyet így definiálunk:

$$F_p(n) = \sqrt{\frac{1}{n[N/n]} \sum_{j=1}^{n[N/n]} (z_j^{(p)})^2}. \quad (4.11)$$

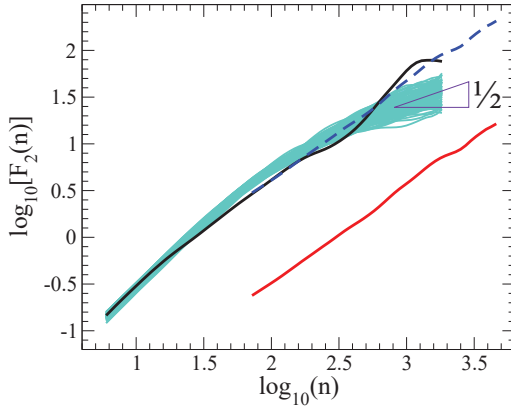
A szakaszok n hosszúságának növelésével $F_p(n)$ értéke nyilvánvalóan nő. A növekedés sok esetben több nagyságrenden keresztül hatványfüggvényszerűen történik, azaz: $F_p(n) \propto n^\delta$. Amennyiben az exponensre $\delta > 0.5$ teljesül, hosszú távon korrelált folyamatról beszélünk. Ismert tény, hogy ha $F_p(n)$ hatványfüggvény jellegű, akkor az autokorreláció is (az lrc folyamat definíciója szerint) ilyen viselkedést mutat: $C(l) \propto l^{-\alpha}$ ($0 < \alpha < 1$). Ezt a függést t_{corr} (4.8) kifejezésébe helyettesítve láthatjuk, hogy a sorösszeg divergál, azaz valóban „végtelen memóriájú” folyamatról van szó. Ráadásul ilyen esetekben a teljesítményspektrum is hatványfüggvény szerint skálázik: $S(f) \propto f^{-\beta}$. E korrelációs exponensek között az alábbi összefüggések érvényesek [57]:

$$\alpha = 2(1 - \delta) \quad , \quad \beta = 2\delta - 1 \quad , \quad \alpha + \beta = 1 \quad . \quad (4.12)$$

Láthatjuk tehát, hogy hosszútávú korrelációk jelenléte esetén mindhárom vizsgálati módszer matematikailag ekvivalens, ám a numerikus implementáció a DFAP esetében a legkevésbé zajérzékeny. További előnyt jelent, hogy a p -edrendű globális trendek eltávolításával ez az eljárás „automatikusan” korrigál a minták véges méretéből fakadó nem-stacionáriusságra, szemben a (szigorúan csak stacionárius jelekre alkalmazható) Fourier-transzformációval.

Megvizsgáltuk az AMOI idősor és a 100 darab AR(1) minta DFAP függvényeit a $p = 2, \dots, 5$ esetekben. Mivel a különböző p értékek használata nem eredményezett szemmel látható változást a függvények alakjában, a 4.24. ábrán csak a DFA2 számítások eredményeit mutatjuk be. A szakaszok (hónap egységekben mért) n hosszának növelésével a statisztikai bizonytalanságok hatására a modell idősorok $F_2(n)$ értékeinek tartománya láthatóan kiszélesedett, mindazonáltal a sokaság a várakozásoknak megfelelő viselkedést mutat. Rövidebb időintervallumokon az AR(1) folyamat „jó memóriával” bír, melyet az $F_2(n)$ nagy meredeksége jelez n kicsiny értékei esetében, ám n növelésével a görbék egyre inkább a korrelálatlan folyamatokra jellemző $\delta = 0.5$ aszimptotikus meredekség felé konvergálnak.

A 4.24. ábrán jól látható, hogy az AMOI vastag fekete görbével jelölt $F_2(n)$ függvénye már n kis értékeinél is szisztematikusan eltér a AR(1) modellidősorokétól (ciánkék görbék):



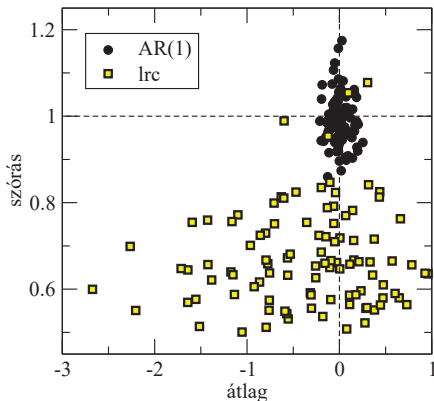
4.24. ábra. A DFA fluktuációk logaritmusának ($\log_{10}[F_2(n)]$) az n szakaszhossz logaritmusának ($\log_{10}(n)$) függvényében ábrázolva. A vékony ciánkék görbesereg az AR(1) modellidősorokhoz tartozik, a vastag fekete görbe pedig a havi AMOI-hez. A 4.3. ábrán bemutatott faévgűrűk alapján rekonstruált idősor DFA2 görbáját is feltüntettük (vastag piros görbeként, illetve ugyanezt föltolva szaggatott sötétkék vonallal).

a köztes 40 – 135 hónapos tartományban a modell rendre felülbecsüli, a 690 hónapos ablakméret fölött pedig egyértelműen alulbecsüli a fluktuációkat. Innen úgy tűnik tehát, hogy az autoregresszív hipotézis még a rövidebb időskálákon sem ad kielégítő leírást az SST-anomáliák időfejlődésére.

4.3.3. Az ellenhipotézis vizsgálata: hosszútávú korrelációk

A logaritmikuskálájú 4.24. ábrán jól látható, hogy a műszeres AMOI adatsor detrendált fluktuációi sokkal inkább hatványfüggvényszerű, lrc jellegű folyamatra utaló menetet követnek, mint az AR(1) modellidősorok. Ezt a benyomást tovább erősíti a rekonstruált 424 éves AMOI adatsor $F_2(n)$ függvénye, melyet vastag piros vonallal jelöltünk az ábrán. Megjegyzendő, hogy ez a faévgűrű-adatok alapján rekonstruált idősor (melyet a 4.3 ábrán mutattunk be) természetesen csupán *éves* felbontású, így a modellillesztés szempontjából lényeges időskálákon csak nagyon alacsony szignifikanciával mintavételezhetnénk belőle. Ezért további elemzéseink során nem használtuk föl.

Az AMOI $F_2(n)$ görbéjére jól illeszkedik a $\delta = 0.8$ exponenssal jellemezhető lrc folyamat. Ez adja meg tehát a következőkben tesztelni kívánt alternatív hipotézis legfőbb paraméterét. Az 50-70 éves AMV módus szignifikanciáját ezúttal is Monte Carlo módszerrel vizsgáltuk. Az ehhez szükséges 100 modellidősort *inverz Fourier-transzformáció* segítségével

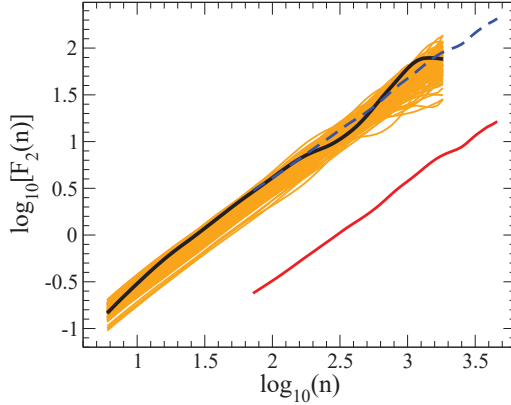


4.25. ábra. Az 100-100 darab AR(1) és lrc modellidősor átlagainak és szórásainak eloszlása.

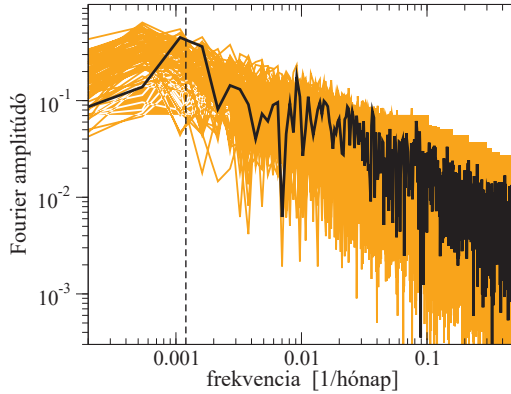
gével állítottuk elő. A (4.12) egyenlőségek szerint a kapott δ exponenshez $\beta = 0.6$ kitevő szerint lecsengő $S(f) \propto f^{-\beta}$ teljesítményspektrum tartozik. Az ily módon előírt $S(f)$ felhasználásával és a Fourier-komponensekhez tartozó fázisok véletlenszerű megválasztásával könnyen előállíthattuk az lrc modell mintáit [58]. Az lrc és az AR(1) modellidősorok közti egyik leglényegesebb különbséget a 4.25. ábra szemlélteti, ahol ismét feltüntettük a 4.22. ábrán már bemutatott átlagokat és szórásokat (fekete pontok) az lrc mintákra vonatkozó értékekkel együtt (sárga négyzetek).

A havi AMOI, a faévyűrű idősor és a $\beta = 0.6$ spektrális kitevővel jellemezhető lrc modell ensemble $F_2(n)$ görbét a 4.26 ábrán mutatjuk be. Összevetve a 4.24 ábra görbével szembetűnik, hogy az empirikus adatok minden n szakaszhossz esetén (tehát az összes időskálán) jobb egyezést mutatnak a modellel, mint az AR(1) nullhipotézis esetén.

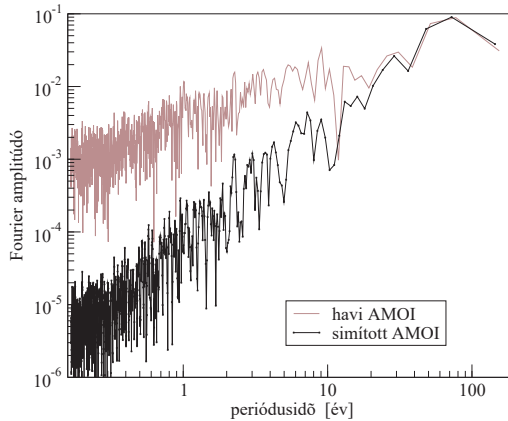
Amint már szó esett róla, a teljesítményspektrum és a DFA ρ fluktuációfüggvények matematikailag ugyanazon információkat hordozzák. Mégis, a két vizsgált hipotézis közötti különbségek további szemléltetése céljából elkészítettük a 4.23. ábra Fourier-spektrumainak megfelelő görbéket is, melyeket a 4.27. ábra mutat. Az ábrák összevetéséből jól látszik, hogy az AR(1) nullhipotézis esetén 99% fölötti szignifikanciát képviselő 50-70 éves AMV csúcs (függőleges szaggatott vonal) az lrc modell esetében tökéletesen belesimul a mintaspektrumok görbeseregébe.



4.26. ábra. A havi AMOI (fekete görbe), a faévggyűrű idősor (piros és szaggatott kék görbe) valamint a $\beta = 0.6$ spektrális kitevővel jellemezhető lrc modell ensemble $F_2(n)$ görbéi (narancssárga). Összevetve a 4.24. ábrával kitűnik, hogy az lrc modellidősorok szinte minden időskálán konzisztensebbek az empirikus adatokkal, mint az AR(1) nullhipotézis alapján generált görbék.



4.27. ábra. Az illesztett $\beta = 0.6$ spektrális kitevőjű lrc modellidősorok teljesítményspektrumai (narancssárga görbék), és a havi AMOI spektruma (fekete görbe). Összevetve a 4.23. ábrával láthatjuk, hogy a fekete szaggatott vonallal jelzett 50-70 éves AMV módus ezúttal nem bizonyult szignifikánsnak.



4.28. ábra. A havi AMOI (barna görbe) és a 121 hónapos mozgóátlagolással simított változat (fekete görbe) teljesítményspektruma.

4.3.4. A simítás hatása

Eddigi statisztikai vizsgálatainkhoz a „nyers”, havi felbontású AMOI adatokat használtuk fel. Ám a szakirodalomban legelterjedtebben a 121 hónapos mozgóátlagolással simított AMOI idősorral találkozhatunk; ezt mutatta 4.1. ábránk vastag görbéje is. A magasabb frekvenciájú változékonyságot elnyomó simítás kétségkívül hasznos eszköz a 4.1. alfejezetben említett „hideg” és „meleg” szakaszok elkülönítésére. Ugyanakkor – nem kívánt mellékhatásként – a mozgóátlagolás a nagy időközönként, ám *ugrásszerűen* történő változásokat is „elkeni”, s ez egy véges méretű minta esetében akár lomha, periodikus oszcilláció benyomását is keltheti. A 4.1. ábra görbéjének simasága, mint „pszichológiai hatás” kétségkívül nagyban hozzájárult ahhoz, hogy ezen 50-70 éves skálájú SST anomáliát korábban „oszcilláció” névvel illették.

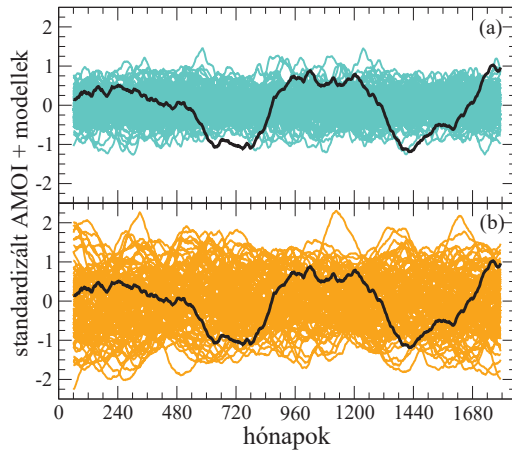
A 121 pontos mozgóátlagolás hatását az AMOI teljesítményspektrumára a 4.28. ábra illusztrálja. Vegyük észre, hogy a 30 évnél rövidebb periódusidőket a simítás fokozatosan elnyomja, a legnagyobb frekvenciáknál több mint két nagyságrendnyi csökkenést eredményezve. Az 50-70 éves periódusidők tartományát a mozgóátlagolás változatlanul hagyta, ám sajnos az idősor rövidegsége folytán ez a Fourier-térben mindössze 3-4 adatpontot jelent. Megjegyzendő, hogy a simított idősor spektruma (a 4.28. ábra fekete görbéje) is megtartotta folytonos, hatványfüggvény-szerű jellegét.

Végül megvizsgáltuk a 121 pontos mozgóátlagolás hatását mind az AR(1), mind az Irc típusú modellidősorokra. A kapott görbéket a 4.29. ábrán láthatjuk. Ismét megjegyezzük,

hogy a simítást már a külön-külön standardizált mintákon hajtottuk végre. A 4.29.a ábra c)án színű görbéi az AR(1) ensemble tagjait mutatják, a b) panel narancssárga görbeserege pedig az Irc modell simított mintáiból áll. Jól látható, hogy az a) panel esetében a vastag fekete görbével jelölt simított AMOI menete meglehetősen szélsőséges viselkedésnek felel meg, lokális szélsőértékei egybeesnek a modellidősorok által lefedett sáv határaival. Ha azonban a b) panel görbéivel vetjük össze, az AMOI nem mutat különösebben kirívó tulajdonságokat. Több évtizedes időskálájú, s a véges méret és a simítás miatt szabályos oszcillációnak tűnő idősorokat szép számmal találunk itt, még az AMOI-nál jóval nagyobb standardizált amplitúdókkal is. Ez a megfigyelés is aláhúzza a Fourier- és DFA2 „térben” tett észrevételeinket.

Vizsgálataink tehát arra mutatnak, hogy az 50-70 éves AMV-módusról jelenlegi limitált tudásunk alapján (már csak Occam „borotvájának” elvét követve is) azt tűnik ésszerűnek feltételezni, hogy jelenléte az óceán-atmoszféra rendszer hosszútávú, zajszerű változékonyságának a következménye. Statisztikai vizsgálataink arra utalnak, hogy egyelőre nincs különösebb empirikus okunk (sem ellenőrizhető jóslatokat tevő fizikai elméletünk), ami miatt arra kellene következtetnünk, hogy egy határozott periódusú, a havi-éves időskálák anomáliáitól minőségileg eltérő oszcillációval állunk szemben.

Megjegyezzük ugyanakkor, hogy ebből a szempontból lényeges különbség áll fenn az 50-70 éves változékonyság és a fejezet első felében vizsgált 20-30 éves AMV-módus között. Utóbbi esetében jól definiált időskálát jelölt ki az anomális SST-foltok terjedése a medence egyik partjától a másikig, igaz a gerjesztés zajos jellege miatt szigorú periodicitással ott sem találkozhattunk. Érdekes, hogy bár térbeli mintázata folytán a 20-30 éves módus markánsan jelentkezett az Észak-Atlanti medence partjai közötti hőmérsékletkülönbségi jelben (ld.: 4.18. ábra), a területi átlagokból összeálló AMOI adatsorban tesztjeink szerint ez még az AR(1) nullhipotézis mellett sem eredményezett szignifikáns csúcsot (4.23. ábra). E tapasztalat is arra az általános tanulságra hívja föl a figyelmet, hogy a medencére vett átlagolás és időbeli simítás egyfelől elrejtethet fontos fizikai jelenségeket, másrészt pedig – az adatsorok véges mérete miatt – könnyen téves következtetésekre adhat alapot egy alacsonyfrekvenciás változékonyság szabályosságára vonatkozóan.



4.29. ábra. A 121 pontos mozgóátlagolással simított AMOI idősor (fekete görbék), valamint az AR(1) modellidősorok (a) és az lrc ensemble (b) hasonlóképpen simított, standardizált görbéi.

5. fejezet

Összefoglalás

Kutatásaink során a Nagy Óceáni Szállítószalag (Great Ocean Conveyor) működésének részleteiben tisztázatlan problémáit vizsgáltuk laboratóriumi és numerikus minimálmodellek, illetve tényleges klimatológiai idősorok statisztikai vizsgálata útján.

- A GOC hajtómotorjának tekintett Atlanti Meridionális Vízkörzés numerikus és kísérleti modellezése során demonstráltuk, hogy amint a felszíni („meridionális”) hőmérsékletkülönbség átlép egy kritikus értéket, mindenképpen kialakul a medence „északi”, azaz a felszínen hűtött végében teljes mélységű lesüllyedés, mely összekapcsolja a felszíni áramlásokat a mélységi vízkörzéssel. Ezt követően megvizsgáltuk, hogy e kritikus hőmérsékletkülönbség értékét hogyan befolyásolja egy kicsiny, a felszínen jellemző értékeknél két nagyságrenddel kisebb hőfluxussal bíró, lokalizált aljzati („geotermikus”) hőforrás jelenléte, melyet a medence „északi” vége közelében helyeztünk el. Az aljzati „hot spot” jelenlétében a DWF beindulásához szükséges felszíni meridionális hőmérsékletkülönbség számottevően kisebbnek adódott (2.11. ábra). Ezen eredményeink azzal a ténnyel összevetve, hogy az Atlanti-óceán DWF régióiban valóban az átlagosnál jóval magasabb aljzati hőfluxus tapasztalható [16] (2.6. ábra), az Atlanti-óceán kitüntetett szerepének magyarázatát adhatják (hasonlóan magas szélességeken ilyen „hot spot”-ok a Csendes-óceánban hiányoznak).
- A belsőhullám-dinamikával kapcsolatos vizsgálataink célja annak felderítése volt, hogy egy két, kissé eltérő sűrűségű rétegből álló rendszer belső réteghatárán terjedő hullámok hogyan hatnak kölcsön az aljzaton elhelyezett függőleges akadályokkal, küszöbökkel. Kísérleteik és numerikus szimulációink során egy olyan elrendezést tanulmányoztunk, amelyben két küszöb között kialakuló belső állóhullámok és kicsiny amplitúdójú vízfelszíni hullámok között rezonáns erősítés lép föl, mely nagy amplitúdójú, nemlineáris belső hullámok keltéséhez vezet (3.8. ábra). Sikerült megadnunk a megfelelő elméleti keretet, mely konzisztens mindkét lényeges megfigyelésünkkel,

vagyis a rezonáns erősítéshez tartozó küszöbtávolságnak a lineáris sekélyfolyadék-elmélet jóslatától eltérő értékével, és a belső hullámok közel szinuszos alakjával. Ez a matematikai leírás a kétrétegű KdV-egyenlet periodikus hullámmegoldásain (az ún. cnoidális hullámokon) alapul.

- Az Észak-Atlanti-medence vízfelszíni hőmérsékleti ingadozásaiban tetten érhető Atlanti Többévtizedes Változékonyság (Atlantic Multidecadal Variability – AMV) 20-30 éves módusának (világviszonylatban első) kísérleti modellezése során egy numerikus minimálmodell [46] kísérleti megfelelőjét építettük meg. A modell három fontos eleme a Föld forgása, a meridionális hőmérsékletkülönbség és az atmoszféra-óceán kölcsönhatást imitáló, térben és időben egyaránt korrelált „zaj” a vízfelszín erő külső hőáramban. A numerikus eredmények által megjósolt alacsonyfrekvenciás ingadozást (az AMV kísérletbeli megfelelőjét) több ponton történő, folyamatos vízfelszíni hőmérsékletméréssel detektáltuk. Kimutattuk, hogy az alacsonyfrekvenciás változékonyság karakterisztikus periódusideje a meridionális hőmérsékletkülönbség növekedésével csökken (4.11. ábra). Az átlaghőmérsékletben tetten érhető oscillációs módusokhoz a felszíni hőmérséklet-eloszlásban specifikus térbeli mintázatot társul, melyet szintén megfigyeltünk. Az eredményeket összevetettük az Atlanti-óceán tengerfelszíni hőmérséklet adatainak reanalízis-adataival a NOAA Kaplan adatbázisának felhasználásával [34].
- Elemeztük továbbá az AMV fázisának számszerűsítésére bevezetett AMOI (Atlantic Multidecadal Oscillation Index) idősor statisztikai tulajdonságait. A Detrended Fluctuation Analysis (DFA) módszerének felhasználásával megmutattuk, hogy a mintegy 150 évet átfogó mérési adatok alapján az AMV módusai statisztikai szempontból konzisztensek a rövidebb időskálájú (havi-éves) változékonyságot is jól leíró Irc nullhipotézissel (4.26. ábra). Ebből az eredményből a különösen gyengén mintavételezett 50-70 éves AMV módus esetében arra következtettünk, hogy jelenlegi mérési adataink alapján nincs okunk azt feltételezni, hogy a tengerfelszíni hőmérséklet-ingadozásokat ezen az időskálán egy olyan folyamat eredményezi, mely kifejezetten erre a periódusidő-tartományra korlátozódik.

Összefoglalva, elmondhatjuk, hogy vizsgálataink eredményeképpen érdekes részválaszokat találtunk a GOC „nagy kérdésire”. Az itt megfigyelt újszerű jelenségek (a geotermikus hő hatása a DWF-re, a cnoidális belső hullámok, vagy az AMV 20-30 éves módusának térbeli mintázata) érdemesek arra, hogy további kutatások tárgyát képezzék. A munkánk során feltárt folyamatok összevetése helyszíni mérési adatokkal, vagy komplexebb szimulációk eredményeivel, hozzájárulhat az óceáni vízkörzés működésének mélyebb megértéséhez.

5.1. Summary

Our numerical and experimental research projects aimed to investigate large-scale hydrodynamical phenomena related to the field of *physical oceanography*. Although the concept of the so-called *Great Ocean Conveyor* (GOC) provides a well-established paradigm to describe oceanic transport processes [4], there are many unresolved issues of key importance regarding the basic underlying dynamics of GOC.

One of these open questions is why the so-called *deep water formation* (DWF) regions are all located in the Atlantic. In the first project discussed in the present work (Chapter II.), we created a numerical minimal model and carried out laboratory-scale experiments to investigate the possible link between higher-than-average *geothermal heating* at the seafloor and DWF [16]. We found that a small additional bottom heat flux underneath the subpolar region of the basin is able to initiate full-depth convection even when the surface heat forcing alone is not sufficient to maintain this state. This conclusion may provide a new argument in understanding the sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to climatic conditions that has been observed in paleoclimatic data [12], and might explain the lack of DWF regions in the Pacific.

Secondly, we addressed another important oceanographic problem that is related to the interactions between *internal waves* and bottom topography. Internal waves generated by surface perturbations were studied both experimentally and numerically in a two-layer fluid in the presence of two thin sills placed into the lower layer (Chapter III.). We found an interesting resonance-like phenomenon, which yielded an order of magnitude amplification of internal wave amplitudes, once the sills were located at an appropriate distance from each other. Even in the resonant regime, the internal waveforms were found to be nearly sinusoidal, although – due to their large amplitudes – they were apparently *nonlinear*. We showed that an analysis based on *cnoidal standing and travelling waves* provides a consistent theoretical framework to describe the observed phenomena [27].

The third main focus of our research was the understanding of the *Atlantic Multi-decadal Variability* (AMV), a low frequency component of sea surface temperature (SST) changes in the North Atlantic basin, that has been identified in instrumental records since the 19th century, and in proxy data for centuries (Chapter IV.) [31]. A series of laboratory experiments has been carried out to model the basic dynamics of an AMV mode, the one that exhibits a characteristic timescale of 20-30 years. We have built a tabletop scale experimental setup to capture the basic underlying physics of this phenomenon, based on an earlier numerical minimal model [46]. The results were compared to those of the numerical model, as well as to oceanic SST reanalysis records.

We also critically compared the consequences of two assumptions on the physical nature of the other AMV mode of 50-70-year timescale, using instrumental SST records

reaching back to 1856. Applying both the widely used approach based on AR(1) statistics and another using long range power-law correlations to reproduce the statistical properties of the record, we found that the multidecadal „oscillatory” mode of 50-70 years is likely to be a simple statistical artifact, a consequence of limited record length.

We can conclude that in our research projects we have revealed interesting partial answers to the open questions of GOC using largely simplified minimal models. The future comparison of the processes uncovered by our studies to in-situ measurements and more advanced numerical model results will probably provide a considerable contribution to the better understanding of large-scale ocean circulation.

Irodalomjegyzék

- [1] Vallis, G. K.: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2006)
- [2] Jánosi I. M., Kiss P., Homonnai V., Pattantyús-Ábrahám M., Gyüre B., és Tél T.: *Dynamics of passive tracers in the atmosphere: laboratory experiments and numerical tests with reanalysis wind fields*. Phys. Rev. E, **82**, 046308 (2010). doi: 10.1103/PhysRevE.82.046308
- [3] Czelnai R.: *A világóceán*. (Vince Kiadó, Budapest, 1999)
- [4] Broecker, W. S.: *The biggest chill*. Nat. Hist. Mag., **97**, 74-82 (1987).
- [5] Zhang, H., King, B. és Swinney, H. L.: *Resonant Generation of Internal Waves on a Model Continental Slope*. Phys. Rev. Lett., **100**, 244504 (2008).
- [6] Sandström, J. W.: *Dynamische Versuche mit Meerwasser*. Ann. Hydrog. Mar. Meteorol., **36**, 6-23 (1908).
- [7] Coman, M. A., Griffiths, R. W. és Hughes, G. O.: *Sandström's experiments revisited*. J. Mar. Res., **64**, 783-796 (2006). doi: 10.1357/002224006779698413
- [8] Mercier, M. J., Vasseur, R., és Dauxois, T.: *Resurrecting dead-water phenomenon*. Nonlin. Processes Geophys., **18**, 193-208 (2011). doi: 10.5194/npg-18-193-2011
- [9] Fultz, D.: *A Preliminary Report on Experiments with Thermally Produced Lateral Mixing in a Rotating Hemispherical Shell of Liquid*. J. Atm. Sci., **6**, 17-33 (1949).
- [10] Gyüre B., Bartos I. és Jánosi I. M.: *Nonlinear statistics of daily temperature fluctuations reproduced in a laboratory experiment*. Phys. Rev. E, **76**, 037301 (2007). doi: 10.1103/PhysRevE.76.037301
- [11] Stommel, H.: *Thermohaline convection with two stable regimes of flow*. Tellus, **13**, 224-230 (1961). doi: 10.1111/j.2153-3490.1961.tb00079.x

- [12] Thornalley, D., Baker, S., Broecker, W., Elderfield, H. és McCave, I.: *The deglacial evolution of North Atlantic Deep Convection*. Science, **331**, 202-205 (2011). doi: 10.1126/science.1196812
- [13] van Aken, H. M.: *The Oceanic Thermohaline Circulation: An Introduction*. Atm. Oceanogr. Sci. Libr., **39**, 121-151 (2007). doi: 10.1007/978-0-387-48039-8-7
- [14] Ganachaud, A. és Wunsch, C.: *Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data*. Nature, **408**, 453-457 (2000).
- [15] Huisman, S. E., Dijkstra, H. A., von der Heydt, A. és de Ruijter, W. P. M.: *Robustness of multiple equilibria in the global ocean circulation*. Geophys. Res. Lett., **36**, L01610 (2009). doi: 10.129/2008GL036322
- [16] Shapiro, N. M., Ritzwoller, M. H.: *Inferring surface heat flux distributions guided by a global seismic model: particular application to Antarctica*. Earth Planet. Sci. Lett., **223**, 213-224 (2004).
- [17] Kimura, S., Smyth, W. és Kunze, E.: *Turbulence in a Sheared, Salt-Fingering-Favorable Environment: Anisotropy and Effective Diffusivities*. J. Phys. Oceanog., **41**, 1144-1159 (2011). doi: 10.1175/2011JPO4543.1
- [18] Scott, J. R., Marotzke, J. és Adcroft, A.: *Geothermal heating and its influence on the meridional overturning circulation*. J. Geophys. Res., **106**, 31141-31154 (2001).
- [19] Tél, T.: *Környezeti Áramlások*. (ELTE TTK Egyetemi Jegyzet, Budapest, 2003), kézirat.
- [20] Kämpf, J.: *Advanced Ocean Modelling*. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2009).
- [21] Arakawa, A. és Lamb, V.: *Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model*. Meth. Comp. Phys., **17**, 174-267 (1977).
- [22] Stommel, H. W.: *Is the South Pacific helium-3 plume dynamically active?* Earth Planet. Sci. Lett., **61**, 63-67 (1982).
- [23] Mullarney, J. C., Griffiths, R. W. és Hughes, G. O.: *The effects of geothermal heating on the ocean overturning circulation*. Geophys. Res. Lett., **33**, L02607 (2006). doi: 10.1029/2005GL024956
- [24] Urakawa, L. S. és Hasumi, H.: *A remote effect of geothermal heat on the global thermohaline circulation*. J. Geophys. Res., **114**, C07016 (2009). doi: 10.1029/2008JC005192

- [25] Hansen, D. V., és Thacker, W. C.: *Estimation of salinity profiles in the upper ocean*. J. Geophys. Res., **104(C4)**, 7921-7933 (1999). doi:10.1029/1999JC900015
- [26] Vincze M., Kozma P., Gyüre B., Jánosi I. M., Szabó K. G. és Tél T.: *Amplified internal pulsations on a stratified exchange flow excited by interaction between a thin sill and external seiche*. Phys. Fluids **19**, 108108 (2007).
- [27] Baines, P. G.: *Topographic Effects in Stratified Flows*. (Cambridge University Press, Cambridge, 1995)
- [28] Parsmar, R. és Stigebrandt, A.: *Observed damping of barotropic seiches through baroclinic wave drag in the Gullmar fjord*. J. Phys. Oceanogr., **27**, 380 (1997).
- [29] Johnsson, A. M., Green, J. A. M. és Stigebrandt, A.: *Baroclinic wave drag from two closely spaced sills in a narrow fjord as inferred from basin water mixing*. J. Geophys. Res., **112**, C11002 (2007). doi:10.1029/2006JC003694
- [30] Kundu, P. K. és Cohen, I. M.: *Fluid mechanics*. (Academic Press, Amsterdam, 2004)
- [31] Mann, E. és mtsai.: *Global Signatures and Dynamical Origins of the Little Ice Age and Medieval Climate Anomaly*. Science, **326**, 1256-1260 (2009). doi: 10.1126/science.1177303
- [32] Kerr, R. A.: *A North Atlantic Climate Pacemaker for the Centuries*. Science, **288**, 1984-1985 (2000). doi: 10.1126/science.288.5473.1984
- [33] Enfield, D. B., Mestas-Nunez, A. M. és Trimble, P. J.: *The Atlantic Multidecadal Oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental U.S*. Geophys. Res. Lett., **28(10)**, 2077-2080 (2001). doi:10.1029/2000GL012745
- [34] Kaplan, A., Cane, M., Kushnir, Y., Clement, A., Lumenthal, M. és Rajagopalan, B.: *Analyses of global sea surface temperature 1856-1991*. J. Geophys. Res., **103**, 18,567-18,589 (1998).
- [35] Kushnir, Y.: *Interdecadal Variations in North-Atlantic Sea-Surface Temperature and Associated Atmospheric Conditions*. J. Climate, **7(1)**, 141-157 (1994).
- [36] Sutton, R. T. és Hodson D. L. R.: *Atlantic Ocean forcing of north American and European summer climate*. Science, **309**, 115-118 (2005).
- [37] Dong, B. és Sutton, R. T.: *Mechanism of interdecadal thermohaline circulation variability in a coupled ocean-atmosphere GCM*. J. Climate, **18**, 1117-1135 (2005).

- [38] Vellinga, M. és Wu, P.: *Low-latitude freshwater influence on centennial variability of the Atlantic thermohaline circulation*. J. Climate, **17**, 4498-4511 (2004).
- [39] Frankcombe, L. M., von der Heydt, A, és Dijkstra, H.A.: *North Atlantic Multidecadal Variability: An investigation of dominant time scales and processes*. J. Climate, **23(13)**, 3626-3638 (2010).
- [40] Thompson, D. W. J., Wallace, J. M., Kennedy, J. J. és Jones, P. D.: *An abrupt drop in Northern Hemisphere sea surface temperature around 1970*. Nature, **467**, 444-447 (2010). doi: 10.1038/nature09394
- [41] Tollefson, J.: *Climate forecasting: A break in the clouds*. Nature **485**, 164-166 (2012). doi: 10.1038/485164a
- [42] Gray, S. T., Graumlich, L. J., Betancourt, J. L. és Pederson, G. T.: *A tree-ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 A.D.* Geophys. Res. Lett., **31** L12205 (2004). doi: 10.1029/2004GL019932
- [43] Ou, H.: *A minimal model of the Atlantic Multidecadal Variability: its genesis and predictability*. Clim. Dyn., **38**, 775-794 (2012). doi: 10.1007/s00382-011-1007-3
- [44] Delworth, T. L. és Greatbatch, R.: *Multidecadal Thermohaline Circulation Variability Driven by Atmospheric Surface Flux Forcing*. J. Climate, **13**, 1481-1495 (2000). doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(2000\)013<1481:MTCVDB>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(2000)013<1481:MTCVDB>2.0.CO;2)
- [45] te Raa, L. A. és Dijkstra, H. A.: *Instability of the thermohaline circulation on inter-decadal time scales*. J. Phys. Oceanography, **32**, 138-160 (2002).
- [46] Frankcombe, L., Dijkstra, H. A., és von der Heydt, A.: *Noise-induced multidecadal variability in the North Atlantic: excitation of normal modes*. J. Phys. Oceanogr., **39**, 220-233 (2009). doi:10.1175/2008JPO3951.1
- [47] Dijkstra, H. A.: *On the interaction of SST modes in the North Atlantic Ocean*. J. Phys. Oceanogr., **36**, 286-299 (2006).
- [48] Dijkstra, H. A., te Raa, L. A., Schmeits, M. és Gerrits, J.: *On the physics of the Atlantic Multidecadal Oscillation*. Ocean Dyn., **56**, 36-50 (2006).
- [49] Frankcombe, L. M., Dijkstra, H. A. és von der Heydt, A.: *Sub-surface signatures of the Atlantic Multidecadal Oscillation*. Geophys. Res. Lett., **35**, L19602 (2008). doi:10.1029/2008GL034989

- [50] Sinha, B. és Topliss, B.: *A description of interdecadal time-scale propagating North Atlantic sea surface temperature anomalies and their effect on winter European climate 1948-2002*. J. Climate, **19**, (7), 1067-1079 (2006). doi:10.1175/JCLI3646.1
- [51] Huybers, P. és Curry, W.: *Links between annual, Milankovitch, and continuum temperature variability*. Nature, **441**, 329-332 (2006).
- [52] Frankignoul, C., Hasselmann, K.: *Stochastic climate models, part II. Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability*. Tellus, **29**, 289 (1977).
- [53] Dévényi D. és Gulyás O.: *Matematikai statisztikai módszerek a meteorológiában*. (Egyetemi tankönyv, Tankönyvkiadó, Budapest, 1988)
- [54] Brockwell, P. J. és Davis, R. A.: *Time Series: Theory and Methods. 2nd ed.* (Springer, Berlin, 1991).
- [55] Peng, C. K., Buldirev, S. V., Havlin, S., Simons, M., Stanley, H. E. és Goldberger, A. L.: *Mosaic organization of DNA nucleotides*. Phys. Rev. E, **49**, 1685-1689 (1994). doi: 10.1103/PhysRevE.49.1685
- [56] Jánosi I. M.: *Atmoszférikus paraméterek statisztikus fizikai vizsgálata és laboratóriumi modellezése*. (MTA doktori értekezés, Budapest, 2008)
- [57] Heneghan, C. és McDarby, G.: *Establishing the relation between detrended fluctuation analysis and power spectral density analysis for stochastic processes*. Phys. Rev. E, **62**, 6103-6110 (2000). doi: 10.1103/PhysRevE.62.6103
- [58] Fox, C. G.: *An inverse Fourier transform algorithm for generating random signals of a specified spectral form*. Computers Geosci., **13**, 369-374 (1987). doi: 10.1016/0098-3004(87)90009-4